Postverlagsort Leipzig

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

UNTER MITWIRKUNG VON

A. BUTENANDT, BERLIN-DAHLEM · P. DEBYE, BERLIN-DAHLEM · F. K. DRESCHER-KADEN, GÖTTINGEN · H. v. FICKER, WIEN · R. GRAMMEL, STUTTGART

O. HAHN, BERLIN-DAHLEM · M. HARTMANN, BERLIN-DAHLEM · F. KÖGL, UTRECHT · M. v. LAUE, BERLIN · E. v. d. PAHLEN, POTSDAM

F. SAUERBRUCH, BERLIN · H. SPEMANN, FREIBURG I. BR. · H. STILLE, BERLIN · F. v. WETTSTEIN, BERLIN-DAHLEM

HERAUSGEGEBEN VON

FRITZ SÜFFERT

ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

UND

ORGAN DER KAISER WILHELM-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

HEFT 40 (SEITE 665—680) · 6. OKTOBER 1939 · 27. JAHRGANG

INHALT:

Max von Laue. Zum 9. Oktober 1939. Von MAX PLANCK. (Mit 1 Bildnis) 665

Die Brownsche Molekularbewegung. Von EUGEN KAPPLER. (Schluß) 666

Kristallchemie nichtmetallischer anorganischer Stoffe. II. Bericht über die Fortschritte in den Jahren 1937—1938. Von F. MACHATSCHKI. (Mit 3 Figuren) 670

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN:

Zur Kristallchemie von Titan-Legierungen. Von F. LAVES und H. J. WALLBAUM 674

Fortsetzung des Inhaltsverzeichnisses siehe II. Umschlagseite!

Röntgen-

Grob- und Feinstrukturuntersuchung

mit

Seifert-

Röntgenapparaten

Verlangen Sie Sonderdrucke über die Verwendung von Röntgenstrahlen für technische Untersuchungen.

RICH. SEIFERT & CO. / HAMBURG 13

Naturwiss.

Fortsetzung des Inhaltsverzeichnisses!

Hemmung der Verpuppung durch Corpora allata von Jungraupen bei der Wachsmotte Galleria mellonella L. Von HANS PIEPHO. (Mit 2 Figuren) 675

Studien über chemische Bindung mittels Fourieranalyse III. Von R. BRILL, C. HERMANN und CL. PETERS. (Mit 2 Figuren) 676

Studien über chemische Bindung mittels Fourieranalyse IV. Von R. BRILL, C. HERMANN und CL. PETERS. (Mit 2 Figuren) 677

Ist die Muskelkontraktion ein atomdynamischer oder ein kinetisch-statistischer Vorgang? Von EDGAR WÖHLISCH 678

BESPRECHUNGEN:

VILBIG, FRITZ, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. (Ref.: R. Feldtkeller) 679

DALCQ, ALBERT, M., Form and causality in early development. (Ref.: F. E. Lehmann) 680

BEZUGSQUELLEN

FEINMECHANIK

J. D. Möller G. m. b. H., Wedel/Holstein

METEOROLOGISCHE INSTRUMENTE

Wilh. Lambrecht, Göttingen

PHOTOZELLEN

Dr. B. Lange, Berlin-Zehlendorf, Hermannstr. 14—18

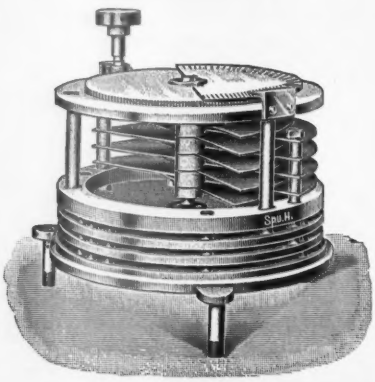
PHYSIKALISCHE APPARATE

Berliner physikalische Werkstätten G. m. b. H., Berlin W 35, Woyrschstr. 8. Telegrammadr. Physik

SPINDLER & HOYER Kom.-Ges.

Mechanische und optische Werkstätten

GÖTTINGEN 40



Dreh-Kondensatoren

von 100—3000 *pF*

Fest-Kondensatoren

von 5—100000 *pF*

nach den Modellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Verlangen Sie Liste

Wie unsere Truppen an der Front, so wird das gesamte deutsche Volk im Kriegs-WHW. unseren Feinden zeigen, daß wir eine unbesiegbare Schicksalsgemeinschaft geworden sind.

So einfach wird der **Stabilisator** *angewendet*

Spannungskonstanz bis 0,1 %

Beschreibungen und Angebot:

STABILOVOLT GmbH

Berlin SW 68, Wilhelmstr. 130

stv

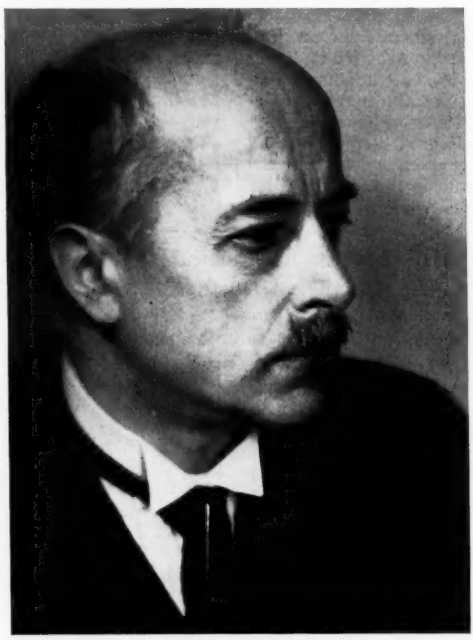
DIE NATURWISSENSCHAFTEN

27. Jahrgang | 6. Oktober 1939 | Heft 40

Max von Laue.

Zum 9. Oktober 1939.

Zehn Jahre sind vergangen, seit in diesen Blättern der Bedeutung des Tages gedacht wurde, welcher vor nunmehr 60 Jahren MAX v. LAUE ins Leben und in seine Wissenschaft rief. Was er für sie geleistet hat, konnte in kurzen Zügen nach einigen Richtungen zu schildern versucht werden. Heute, da wir abermals Veranlassung haben, unsern Blick auf seine Persönlichkeit und sein Lebenswerk zu richten, muß bei uns und bei den Physikern aller Länder um so stärker ein einmütiges Gefühl zum Ausdruck kommen: das Gefühl der Freude und des Dankes dafür, daß der Gefeierte auch gegenwärtig, auf der vollen Höhe des Lebens stehend, seiner Arbeit unermüdlich weiterdient und damit zugleich den Seinigen, seinem Vaterland und der Menschheit zum Segen ist.



Max Laue.

Die Fruchtbarkeit seines Schaffens erweist sich schon durch die Anzahl der Veröffentlichungen als ungewöhnlich. Kein Jahr ist im letzten Dezennium verflossen, ohne daß an verschiedenen Stellen, aus verschiedener Veranlassung, v. LAUE das Wort ergriffen hätte. Sein Hauptinteresse galt, wie natürlich, dem weiteren Ausbau der von ihm geschaffenen Theorie der Röntgenstrahlinterferenzen in Kristallen, sowohl in physikalischem wie in mathemathischem Sinne, einerseits besonders durch die Einführung der Elektronenstrahlen und deren Beugungserscheinungen, andrerseits durch die Verfeinerung und Vereinfachung der durch die Wellenmechanik bedingten Rechnungsmethoden. Daneben aber blieb sein Blick offen für alle anderen aktuellen Fragen der Physik, auch solche, welche seinem ursprünglichen Arbeitsgebiet verhältnismäßig fern liegen. Das zeigt eine ganze Reihe von einzelnen originell ersonnenen und sorgfältig durchgeführten Untersuchungen, wie die über die Geheimnisse der Supraleitung, über die Lichtfortpflanzung in Räumen mit zeitlich veränderlicher Krümmung, über die Entstehung der chemischen Elemente und über kosmische Strahlung.

Im ganzen macht sich auch bei v. LAUE, wie das gemeiniglich beim Älterwerden zu gehen pflegt, ein zunehmendes Interesse für allgemeinere, grundsätzliche Betrachtungen und für historische Zusammenhänge bemerkbar. Prachtvoll lesen sich seine Bemerkungen über die Probleme, die dem Altmeister der Mechanik GALILEI zu schaffen machten, oder über die Gedankengänge, die NEWTON beim Aufbau seiner Optik leiteten. Die Schwierigkeiten, zu denen die aus der klassischen Physik erwachsene Vorstellung von der Raumerfüllung durch die Materie führt, haben v. LAUE wiederholt beschäftigt. So konnte es nicht fehlen, daß er auch zu der tiefliegenden Frage der Kausalität Stellung nahm, welche zur Zeit die Physiker in zwei entgegengesetzte Lager zu spalten scheint, je nachdem sie den Dualismus zwischen Korpuskular- und Wellenmechanik in seiner gegenwärtigen Formulierung, die von einer kausalen Deutung eines Einzelvorgangs im atomaren Geschehen absieht, als ein endgültig abgeschlossenes Prinzip betrachten, oder aber den gegenwärtigen Zustand der Theorie als ein Provisorium empfinden, das der Zurückführung auf eine höhere Einheit bedarf. v. LAUE hat niemals einen Zweifel darüber gelassen, daß er sich zur zweiten Gruppe rechnet, nicht ohne dabei stets ausdrücklich zu betonen, daß in dieser Stellungnahme nicht etwa ein Einwand gegen die Wichtigkeit der Erforschung statistischer Gesetzmäßigkeiten erblickt werden darf, der einzigen, die mit den gegenwärtigen Methoden faßbar

sind und die auch den Experimentator in vielen Fällen allein interessieren. Aber deshalb braucht doch das erkenntnistheoretische Postulat der Kausalität nicht preisgegeben zu werden, dessen Durchführung dereinst, wenn einmal die Zeit dafür reif geworden sein wird, der Quantentheorie die letzte Abrundung zu geben verspricht.

Von dem wissenschaftlichen Lebenswerk v. LAUES untrennbar ist seine Tätigkeit als Lehrer und Berater der jüngeren Generation. Durch seine Wirksamkeit an der Universität und am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik ist er seit einer Reihe von Jahren der erste und berufenste Vertreter des von HELMHOLTZ und KIRCHHOFF begründeten und ruhmreich ausgebauten Faches der theoretischen Physik in Berlin. Mit wachsamem Auge und unermüdlicher Geduld leitet er die Arbeiten im Seminar und im Colloquium, wo er eine durch rein wissenschaftliche Interessen zusammengeführte Gemeinde von Studenten, Assistenten und Dozenten allwöchentlich zu zwangloser Aussprache über neuere Literaturerscheinungen um sich versammelt. Ohne ihn wäre eine gründliche Spezialpflege der theoretischen Physik an der Berliner Universität vorläufig nicht denkbar. Seine besondere Fürsorge galt von jeher der jetzt wieder erneut in den Vordergrund des öffentlichen Interesses getretenen Betreuung des jungen wissenschaftlichen Nachwuchses, für den er sich andauernd mit Rat und Tat warmfühlend einsetzt.

So hat er über schwierige Zeitläufte hinweg, durchdrungen von der Liebe zur Wissenschaft und von tiefwurzelndem Verantwortungsbewußtsein, das Steuer in der Hand gehalten und sich den Dank und die Herzen aller derer erworben, denen er in irgendeiner Weise amtlich oder persönlich auf den Weg helfen konnte. Als unversiegbare Quelle seiner Kraft dient ihm die aufrechte Gesinnung, die mutige Einsatzbereitschaft für das als richtig Erkannte, die goldene Freundestreue und nicht zuletzt der sprudelnde Humor, der ihm über manche düstere Stunde des Unmuts und der Enttäuschung, wie sie Niemandem erspart bleibt, hinweggeholfen haben mag. Möge er in gleicher Frische und Schaffenskraft auch über die Sechzig hinaus noch lange Jahre der wissenschaftlichen Welt, seinem Vaterlande und seinen Freunden erhalten bleiben! MAX PLANCK.

Die Brownsche Molekularbewegung.

Von EUGEN KAPPLER, München.

(Schluß*.)

IV. Die Brownsche Bewegung im Vakuum.

Wir haben in Abschnitt III auseinandergesetzt, warum bei der Br. B. mit Direktionskraft das mittlere Schwankungsquadrat unabhängig vom Gasdruck ist. Man könnte den dort angestellten Überlegungen die Frage entgegenhalten: Wie steht es nun aber, wenn man etwa die Drehwaage in einem vollständig luftleeren Raum aufhängen würde? Müßte dann nicht die Br. B. vollständig aufhören, da ja überhaupt keine Gasmoleküle mehr vorhanden sind, welche die Drehwaage durch Zusammenstöße in Bewegung bringen und halten könnten? Wenn dies aber der Fall wäre, dann ist die Unabhängigkeit des mittleren Schwankungsquadrates vom Druck nicht zu verstehen, es müßte dann doch ein Übergang existieren von hohem Gasdruck zum vollständigen Vakuum derart, daß eben mit abnehmendem Druck die Schwankungsamplituden kleiner werden. Dazu ist folgendes zu sagen: Wenn man mit dieser Frage die Vorstellung verbindet und zum Ausdruck bringen will, daß das Br. T. im Vakuum wegen der Abwesenheit der Gasmoleküle vollständig isoliert und jeglicher Wechselwirkung mit seiner Umgebung beraubt ist, so darf man diese Frage nicht stellen, da sie keinen vernünftigen physikalischen Sinn hat. Denn erstens gibt es etwas Derartiges nicht, und zweitens würde für einen solchen Körper die Temperaturdefinition ihren Sinn verlieren. Diese setzt ja das Vorhandensein eines thermischen Gleichgewichts, d. h. aber die Möglichkeit eines Energieaustausches mit einem Körper von (unendlich) großer Wärmekapazität voraus. Ein vollkommen isolierter Körper würde ja nach den Strahlungsgesetzen durch Ausstrahlung alsbald seine Temperaturenergie vollständig verlieren. Um also der obigen Frage einen vernünftigen Sinn zu geben, müssen wir sie so stellen: Welcher Mechanismus tritt im Vakuum an die Stelle der Molekülstöße des Gases, der das thermische Gleichgewicht des Br. T. mit seiner Umgebung herstellt? Das ist die Strahlung, die vermöge des Strahlungsdruckes aber auch mechanische Energie auf das Br. T. übertragen kann und die wegen der zufälligen Schwankungen in der Zahl der auf das Teilchen auffallenden Strahlungsquanten zu Schwankungen in der Bewegungsenergie des Teilchens Anlaß gibt. Auch hier dürfen wir wieder die Wirkung der „Stöße" der Strahlungsquanten in einen Reibungsanteil und in einen unsystematischen Anteil zerlegen, für welche wegen des Gleichverteilungssatzes wieder Beziehung (9) erfüllt sein muß und woraus für das mittlere Schwankungsquadrat dann wieder der Äquipartitionswert (13) folgt. Selbstverständlich ist auch bei Vorhandensein eines Gases die Strahlung an dem Energieaustausch mitbeteiligt. Daß aber dadurch das mittlere Schwankungsquadrat nicht vergrößert wird, folgt aus der über das Galvanometer gemachten Überlegung von S. 655. Inwieweit in diesem Falle die BROWNschen Stöße von der Strahlung herrühren, läßt sich sofort angeben. Allgemein kann man bei Vorhandensein von mehreren Stoßmechanismen mit Hilfe der Be-

* Vgl. H. 39, S. 649.

ziehung (9) abschätzen, durch welchen Mechanismus die Schwankungen in erster Linie hervorgerufen werden. Es ist derjenige, der die größere Reibungskraft liefert. Da nun die Strahlungsreibung außerordentlich klein ist (sie konnte bisher experimentell noch gar nicht nachgewiesen werden), so ergibt sich, daß die Strahlung bei einem in einem materiellen Medium befindlichen Br. T. von ganz untergeordneter Bedeutung ist.

Die Ansicht, daß bei der Br. B. mit Direktionskraft das mittlere Schwankungsquadrat auch im Vakuum den aus dem Gleichverteilungssatz sich ergebenden Wert haben muß, wird manchmal damit begründet, daß die Moleküle des Br. T. ja selbst in Bewegung sind, wodurch das Teilchen einen Rückstoß erfahren soll. Eine derartige Begründung führt zu einem Widerspruch mit dem Impulssatz, demzufolge bei der Drehwaage der Gesamtdrehimpuls konstant bleiben muß; bei einem an einer Feder aufgehängten Teilchen müßte der Schwerpunkt des Teilchens in Ruhe bleiben.

V. Die Bedeutung der Brownschen Bewegung für die Meßtechnik.

Nach unseren früheren Überlegungen führt jedes Meßinstrument mit Direktionskraft (D) bei der Temperatur T Schwankungen um seine Gleichgewichtslage aus vom Betrag

$$\overline{x^2} = \frac{kT}{D}. \tag{13}$$

Bei einem Meßinstrument sind nun aber weniger die Schwankungen des Instrumentes als solche von Interesse, sondern man muß vielmehr wissen, welcher Unsicherheit in der zu messenden Größe — wir wollen sie mit z bezeichnen — diese Schwankungen entsprechen. Denn offenbar kann man über so kleine Beträge von z, die am Instrument einen Ausschlag hervorrufen von der Größenordnung des Betrags (13), nichts mehr aussagen, da man ja nicht weiß, ob dieser Ausschlag nicht spontan infolge der Br. B. zustande gekommen ist. Welcher Unsicherheit in z die Schwankung (13) entspricht, hängt von der Empfindlichkeit des Instrumentes ab; diese hängt aber außer von der Direktionskraft noch von einer 2. Konstanten des Instrumentes ab, dem sog. Ablenkungsfaktor B (beim Galvanometer ist das die dynamische Galvanometerkonstante). Man kann die Empfindlichkeit E des Instrumentes immer darstellen[33]:

$$E = \frac{x}{z} = \frac{B}{D}. \tag{14}$$

B bedeutet die Kraft (bzw. das Drehmoment), welche von der Einheit der Meßgröße ($z = 1$) auf das Instrument ausgeübt wird und hängt von der besonderen Konstruktion des Instrumentes ab. Man findet für die Unsicherheit in z aus (13) und (14):

$$\overline{z^2} = \frac{kT\,D}{B^2}. \tag{15}$$

Kleinere Direktionskraft ist also günstiger als größere. Dies liegt daran, daß die Empfindlichkeit mit D, die Schwankung aber mit $\sqrt{D}$ abnimmt. Freilich ist ein Instrument mit kleinerer Direktionskraft auch gegen äußere Störungen entsprechend empfindlicher (proportional D!). Man ist daher bei der Konstruktion empfindlicher Galvanometer von der Verwendung sehr kleiner Direktionskräfte abgekommen, man vergrößert besser den Ausschlag entsprechend[34]. Je größer B ist, um so kleiner ist die der Schwankung x entsprechende Unsicherheit in z, was unmittelbar einzusehen ist. Zwischen D und B existiert noch ein Zusammenhang, der aber nicht allgemein angegeben werden kann, weil er von der besonderen Art des Instrumentes abhängt. Wir wollen 2 Beispiele besprechen, die Waage[33] und das Galvanometer[33, 35].

Die Waage. Die Balkenlänge sei l, dann kann man das Trägheitsmoment I_0 des Balkens schreiben $I_0 = M l^2$, wo M eine fiktive Masse (des Balkens) bedeutet; die Masse des Gehänges, die wir uns in den Endpunkten des Balkens lokalisiert denken, sei $2m$. Das Trägheitsmoment der Waage ist dann $I = I_0 + 2m l^2 = l^2(2m + M)$. Die Empfindlichkeit ist $E = \frac{\mu}{x} = \frac{lg}{D} = \frac{B}{D}$ (μ die den Ausschlag x hervorrufende aufgelegte Masse; g = Erdbeschleunigung). Den oben angedeuteten Zusammenhang zwischen B und D finden wir, wenn wir die Formel für die Schwingungsdauer aufschreiben

$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{I}{D}} = 2\pi l\sqrt{\frac{2m+M}{D}} = 2\pi\frac{B}{g}\sqrt{\frac{2m+M}{D}},$$

d. h.
$$\frac{D}{B^2} = \frac{4\pi^2(2m+M)}{\tau^2 g^2}$$

und nach (15):

$$\overline{\mu^2} = \frac{4\pi^2(2m+M)}{\tau^2 g^2}\,kT. \tag{16}$$

Ist M gegen $2m$ zu vernachlässigen, so folgt für Zimmertemperatur als Unsicherheit

$$\sqrt{\overline{\mu^2}} = 1{,}81\cdot 10^{-9}\frac{\sqrt{m}}{\tau}\ \mathrm{g},$$

was für $m = 1000$ g $5{,}7\cdot 10^{-9}$ g ergibt. Die experimentell erreichte Grenze liegt (bei 1000 g Belastung) bei etwa 10^{-5} g.

Das Galvanometer. Es sei i die Stromstärke, v die Spannung, I das Trägheitsmoment des Galvanometers, τ die ungedämpfte Schwingungsdauer, p_{el} die elektromagnetische Dämpfung, $p_k = 2\sqrt{ID}$ die kritische Dämpfung, $n = p_{el}/p_k$ die auf die kritische Dämpfung als Einheit bezogene elektromagnetische Dämpfung, R der Widerstand des Stromkreises, so erhält man wegen $p_{el} = 2n\sqrt{ID} = \frac{B^2}{R}$ und wegen $\tau^2 = 4\pi^2\frac{I}{D}$ zwischen B und D den Zusammenhang

$$\frac{B^2}{D} = \frac{Rn\tau}{\pi}.$$

Für die Strom- bzw. Spannungsempfindlichkeit erhält man:

$$E_i = \frac{x}{i} = \frac{B}{D} = \sqrt{\frac{Rn\tau}{\pi D}},$$

$$E_v = \frac{x}{v} = \frac{B}{RD} = \sqrt{\frac{n\tau}{\pi DR}}.$$

Daraus und aus (15) folgt für die Unsicherheit in der Strom- bzw. Spannungsmessung:

$$\left.\begin{aligned} \overline{i^2} &= \frac{kT\pi}{R\tau}\,\frac{1}{n}, \\ \overline{v^2} &= \frac{kTR\pi}{\tau}\,\frac{1}{n}. \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Für Zimmertemperatur ergibt sich:

$$\sqrt{\overline{i^2}} = 1{,}12 \cdot 10^{-10}\sqrt{\frac{1}{R\tau n}},$$

$$\sqrt{\overline{v^2}} = 1{,}12 \cdot 10^{-10}\sqrt{\frac{R}{\tau n}}.$$

Beim Galvanometer hängt also die Genauigkeitsgrenze auch von der Dämpfung ab (aber nur von dem elektromagnetischen Anteil!), weil eben die Empfindlichkeit von ihr abhängt.*

Die angegebenen Formeln beziehen sich auf die *Ungenauigkeit der Einzelablesung*, sie bezeichnen die mittlere Unsicherheit, wenn zu irgendeinem Zeitpunkt eine Ablesung gemacht wird. Nun ergibt sich jede Messung als Differenz zweier Ablesungen (Nullage des Instrumentes und Lage bei Einwirkung der zu messenden Größe). Liegen die beiden Ablesungen zeitlich genügend weit auseinander, so daß zwischen den beiden Werten keinerlei Korrelation mehr besteht, so ist das mittlere Quadrat der Unsicherheit in dieser Differenz doppelt so groß wie dasjenige der Einzelablesung. Aus dem bisher Dargelegten folgt aber nicht, daß es grundsätzlich unmöglich wäre, kleinere Größen, als der Beziehung (15) entspricht, überhaupt messen zu können. *Selbstverständlich kann man durch Häufung der Zahl der Ablesungen jeden erwünschten Genauigkeitsgrad erreichen*; darauf hat GANS[23] zuerst hingewiesen. Man braucht nur entsprechend mehr Zeit für die Messung, *und so liefert die Br. B. nicht eine Empfindlichkeitsgrenze schlechthin, sondern sie gibt eine Beschränkung für die innerhalb einer gewissen Zeit erreichbare Genauigkeit.* Dies gilt auch schon für die Genauigkeit der Einzelmessung, die nach (16) und (17) bei Instrumenten mit größerer Schwingungsdauer größer wird. ZERNICKE[37] hat berechnet, in welcher Weise die Genauigkeit mit der Zahl der Ablesungen zunimmt, wenn die Ablesungen in Zeitabständen aufeinanderfolgen, innerhalb derer noch eine Korrelation zwischen den Schwankungen besteht. Bei kontinuierlicher Beobachtung (Registrierung der Schwankungen) findet man für die Ungenauigkeit Δ, mit der nach einer Beobachtungszeit t der Nullpunkt $\bar{x}$ des Instrumentes festgestellt werden kann:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{2\,\overline{x^2} n\tau}{\pi t}\,*. \qquad (18)$$

Dabei ist n = Dämpfung (auf die kritische Dämpfung als Einheit bezogen); τ = Schwingungsdauer des Instrumentes; $\overline{x^2} = kT/D$ die Unsicherheit der Einzelmessung. Die Unsicherheit nimmt ab mit der Wurzel aus der Beobachtungszeit, ähnlich wie bei voneinander unabhängigen Messungen der Fehler mit der Wurzel aus der Zahl der Messungen kleiner wird. *Bemerkenswert ist, daß kleinere Dämpfung günstiger ist.* Wie aus Fig. 2 hervorgeht, zeigen die Schwankungen bei kleiner Dämpfung einen regelmäßigeren Charakter (vgl. S. 655). Es ist klar, daß man aus einer Kurve ähnlich Fig. 2b, wo auf einen bestimmten positiven Abstand x von der Nullage innerhalb der Periode der Drehwaage mit großer Wahrscheinlichkeit ein gleich großer negativer Abstand folgt, in derselben Zeit den Nullpunkt genauer bestimmen kann als etwa aus der Kurve a der Fig. 2, bei der die Dämpfung größer ist. Rechnet man aus (18) mit Hilfe der Empfindlichkeit des Instrumentes den Genauigkeitsgrad für die zu messende Größe aus, den man für die Beobachtungszeit t erreicht, so findet man für Instrumente, wo die Empfindlichkeit unabhängig von der Dämpfung ist (wie z. B. bei der Waage), daß man entsprechend (18) durch hinreichend kleine Dämpfung jede gewünschte Genauigkeit erreichen kann. Dagegen fällt diese Möglichkeit für das Galvanometer fort (für den Fall, daß die Dämpfung ausschließlich elektromagnetischen Ursprungs ist), da die Empfindlichkeit umgekehrt proportional zur Wurzel aus der elektromagnetischen Dämpfung ist. Der für die Beobachtungszeit t erreichte Genauigkeitsgrad ist unabhängig von der Dämpfung. *Beim Galvanometer kann man also nur durch längere Beobachtung die Genauigkeit der Strom- bzw. Spannungsmessung erhöhen.*

Es ergibt sich, da allgemein $\overline{\Delta^2(\bar{z})} = \dfrac{\overline{\Delta^2(\bar{x})}}{E^2}$ ist, für die Waage:

$$\overline{\Delta^2(\bar{u})} = \frac{8\pi(2m + M)nkT}{\tau g^2 t}.$$

* Es sei noch besonders auf eine Arbeit von CZERNY[36] hingewiesen, wo die Empfindlichkeitsgrenze des Galvanometers von einem anderen Gesichtspunkt aus behandelt wird. Strom- und Spannungsmessung bestehen beim Galvanometer darin, daß während der Meßzeit dem Instrument eine gewisse (Strom-)Energie ε zugeführt wird, die aber nur zum Teil (der Bruchteil η) in potentielle Energie des Instrumentes (Drehung gegen die rücktreibende Kraft) verwandelt wird. Somit muß von einem leistungsfähigen Instrument ein möglichst großer Nutzeffekt η verlangt werden. Ströme, deren Energie ε so klein ist, daß $\eta\varepsilon < kT/2$ ist, sind durch eine einmalige Ablesung nicht mehr feststellbar.

* Vgl. auch E. KAPPLER[38], wo dieses Fehlergesetz experimentell bestätigt wurde und wo noch weitere Fehlergesetze (für die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit, des mittleren Schwankungsquadrats und des mittleren Geschwindigkeitsquadrats) abgeleitet und experimentell belegt werden.

Für das Galvanometer erhält man:

$$\overline{\Delta^2(\vartheta)} = \frac{2kT}{Rt},$$

$$\overline{\Delta^2(v)} = \frac{2kTR}{t}.$$ [37]

Die Genauigkeit der Strom- bzw. Spannungsmessung wird auch unabhängig von der Schwingungsdauer des Instrumentes.

VI. Beobachtung der Brownschen Bewegung mit freiem Auge.

Gewöhnlich verknüpft man mit der kräftefreien Br. B. die Vorstellung, daß zu ihrer Beobachtung ein Mikroskop notwendig sei, weil die Bewegung eben nur an Teilchen wahrnehmbar ist, deren Dimensionen weit unterhalb des Auflösungsvermögens des Auges liegen. Es ist nun bemerkenswert, daß man von dieser grundlegenden Erscheinung bereits mit freiem Auge Kenntnis erhalten kann. Freilich kann es sich hierbei nicht um die Beobachtung der eigentlichen Br. B. handeln, d. h. um die Bewegung eines *einzelnen* Teilchens, sondern um eine Erscheinung, die *durch* die Br. B. von vielen Teilchen hervorgerufen wird. Beleuchtet man eine dünne Schicht einer konzentrierten kolloidalen Lösung (besonders gut geht es mit einer Gummiguttlösung) mit einer punktförmigen Lichtquelle, etwa mit einer Bogenlampe oder mit Sonnenlicht, und betrachtet man die Schicht im abgebeugten Licht, so sieht man über dem ganzen Präparat eine lebhafte farbige Flimmerbewegung. Die Erscheinung wurde zuerst schon 1907 von MOLISCH[39] an Wolfsmilch beobachtet, später von ANDREJEW[40], LAU und JOHANNESSON[41], SCHINTLMEISTER[42] und von OBRIST[43]. Wie der Verfasser gezeigt hat[44], handelt es sich um Schwankungen der Helligkeit der einzelnen Flächenelemente des Präparats, wobei die Flächenelemente, die in einheitlicher Helligkeit erscheinen, eine Ausdehnung besitzen, die der Auflösungsgrenze des Auges entspricht. Die (gleichmäßige) Helligkeit eines solchen Flächenelementes wird bestimmt durch das von allen in diesem Flächenelement liegenden Teilchen abgebeugte (*kohärente*), ins Auge gelangende Licht. *Diese Teilchen bilden ein unregelmäßiges Gitter* mit einem gewissen Beugungsspektrum, von dem wegen der kleinen Apertur des Auges aber nur ein kleiner Teil ins Auge gelangt. Der ABBEschen Theorie der Abbildung nicht selbstleuchtender Gegenstände zufolge ist aber die Helligkeit des Bildes, welches das Auge von diesem Flächenelement entwirft, vollkommen bestimmt durch das von ihm (in der hinteren Brennebene des Auges) entworfene Beugungsspektrum. Ändert sich nun infolge der Br. B. die Konstellation der Teilchen innerhalb des betrachteten Flächenelemenetes, so ändert sich auch dessen Beugungsspektrum und insbesondere der davon ins Auge gelangende Teil, so daß die Helligkeit des Flächenelementes eine andere wird. Bei Beleuchtung mit weißem Licht treten natürlich Farbschwankungen auf.

Es sei erwähnt, daß es neuerdings dem Verfasser gelungen ist, mit dieser Beobachtungsmethode (*einseitige parallele* Beleuchtung) im Mikroskop die Konzentrationsschwankungen von binären Flüssigkeitsgemischen oberhalb der kritischen Temperatur (bis einige Grade darüber) zu beobachten*.

Eine Methode zur Beobachtung der BROWNschen Rotationsbewegung suspendierter Teilchen mit unbewaffnetem Auge haben PODSZUS[45] und SCHMIESCHECK[46] angegeben. PODSZUS beleuchtet eine Suspension von sehr dünnen Aluminiumblättchen in Benzol, in der man ein dauerndes Aufblitzen und Verschwinden von Lichtpunkten beobachtet. SCHMIESCHECK benützt kleine Ag-Kristalle (etwa 20 μ Durchmesser), an denen man das Licht einer Bogenlampe reflektieren läßt. Mit Hilfe des an einem Kriställchen reflektierten Lichtes kann man auf einem Schirm, auf dem ein Bild der Lichtquelle entsteht (Abbildung wie bei einer Lochkamera) die Drehbewegungen des Kriställchens verfolgen. Die Beobachtungsmethode ist im Prinzip die gleiche wie bei der Drehwaage.

VII. Brownsche Bewegung und Statistik.

Wir wollen kurz auf die Frage eingehen, ob man aus der Beobachtung der Br. B. etwas über die Statistik erfahren kann, die für das das Br. T. umgebende Medium gültig ist. Dazu ist zu sagen, daß man aus der mittleren Energie des Br. T. natürlich nichts über das umgebende Medium aussagen kann (abgesehen von dessen Temperatur); und zwar aus demselben Grunde, warum man beispielsweise aus der mittleren thermischen Energie der Ionen eines Metalls nichts aussagen kann über die Statistik der Leitungselektronen, mit denen sie im thermischen Gleichgewicht stehen. Auch wenn für die Umgebung des Br. T. die mittlere kinetische Energie pro Freiheitsgrad abweichend vom Gleichverteilungssatz kleiner als $kT/2$ wäre, so gilt für die Energie des Br. T. trotzdem der Äquipartitionswert. Abweichungen vom Gleichverteilungssatz sind bei der Br. B. erst unterhalb der für das Br. T. charakteristischen Entartungstemperatur zu erwarten, die aber wegen seiner großen Masse außerordentlich tief ist (vgl. Anm. S. 650). Anders ist es bei der Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Br. B. oder auch des mittleren Verschiebungsquadrats bei der kräftefreien Br. B., weil dabei in der Reibungskonstanten die speziellen Eigenschaften der Umgebung zum Ausdruck kommen. Indessen wäre die Br. B. zur Bestimmung der Reibung ein recht umständliches Verfahren.

Literatur.

[1] ROBERT BROWN, Philosophic. Mag. (4) **1828**, 161; (6) **1829**, 161 — Ann. Physik **14**, 294 (1828). — [2] CHR. WIENER, Ann. Physik u. Chem. **118**, 79 (1863). — [3] CARBONELLE, Revue des questions scientifiques (Louvain) **7**, 5 (1880). — [4] DELSAULX, Revue des

* Erscheint demnächst an anderer Stelle.

questions scientifiques (Louvain) **2**, 319 (1877). — [5] A. EINSTEIN, Ann. Physik (4) **17**, 549 (1905); (4) **19**, 371 (1906). — [6] M. VON SMOLUCHOWSKI, Ann. Physik (4) **21**, 756 (1906). — [7] F. EXNER, Ann. Physik (4) **2**, 843 (1900). — [8] VON NAEGELI, Münch. Sitzgsber., Math.-physik. Kl. **9**, 389 (1879). — [9] E. KAPPLER, Ann. Physik (5) **15**, 545 (1932). — [10] P. LANGEVIN, C. r. Akad. Sci. Paris **146**, 503 (1908). — [11] L. S. ORNSTEIN, Verslagen Amst. **25**, 1005 (1918). — [12] R. FÜRTH, Z. Physik **2**, 244 (1920). — [13] F. ZEILINGER, Ann. Physik (4) **75**, 403 (1924). — [14] G. L. DE HAAS-LORENTZ, Die Brownsche Bewegung. Vieweg 1913. — [15] J. PERRIN, Die Atome. 1914. — [16] R. FÜRTH, Ann. Physik (4) **59**, 409 (1919); (4) **60**, 77 (1919) — Physik. Z. **22**, 625 (1921). — [17] A. WESTGREN, Z. physik. Chem. **83**, 151 (1913); **89**, 63 (1914) — Z. anorg. u. allg. Chem. **93**, 231 (1915); **95**, 39 (1916). — [18] M. VON SMOLUCHOWSKI, Bull. internat. Acad. Crac., Math.-naturwiss. Kl. A. **1913**, 418 — Physik. Z. **13**, 1069 (1912). — [19] W. GERLACH u. E. LEHRER, Naturwiss. **15**, 15 (1927). — [20] E. KAPPLER, Ann. Physik (5) **11**, 233 (1931). — [21] E. KAPPLER, Ann. Physik (5) **31**, 377 (1938). — [22] G. E. UHLENBECK u. GOUDSMIT, Physic. Rev. **34**, 145 (1929). — [23] R. GANS, Schr. Königsberg. gelehrten Ges. **7**, 177 (1930). — [24] G. E. UHLENBECK u. L. S. ORNSTEIN, Physic. Rev. **36**, 823 (1930). — [25] L. S. ORNSTEIN u. W. R. VAN WIJK, Physica **1**, 235 (1934). — [26] G. ISING, Philosophic. Mag. (7) **1**, 827 (1926). — [27] S. P. LANGLY, Smithsonian Report **1901**, 120 — C. G. ALBOT, Astrophysik. J. **18**, 1 (1903) — J. H. MOLL u. H. C. BURGER, Philisophic. Mag. **1**, 626 (1925) — Z. Physik **34**, 112 (1925). — [28] A. HOUDIJK u. P. ZEEMAN, Proc. roy. Acad. Amsterd. **28**, 52 (1926). — [29] W. EINTHOVEN u. Mitarbeiter, Physica **5**, 358 (1925). — [30] G. A. VAN LEAR u. G. E. UHLENBECK, Physic. Rev. **38**, 1583 (1931). — [31] W. EGGERS, Ann. Physik (5) **6**, 833 (1930). — [32] R. BOWLING BARNES u. S. SILVERMAN, Rev. of mod. Phys. **6**, 162 (1934). — [33] G. ISING, Ann. Physik. (5) **8**, 905 (1931); (5) **8**, 911 (1931); (5) **14**, 755 (1932). — [34] I. H. MOLL u. H. C. BURGER, Z. Physik **34**, 112 (1925). — [35] F. ZERNICKE, Z. Physik **40**, 628 (1927). — [36] M. CZERNY, Ann. Physik (5) **12**, 993 (1932). — [46] F. ZERNICKE, Z. Physik **79**, 516 (1932). — [38] E. KAPPLER, Ann. Physik (5) **31**, 619 (1938). — [39] H. MOLISCH, Sitzgsber. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturwiss. Kl., Abt. I, **66**, 467 (1907). — [40] N. ANDREJEV, C. r. Leningrad **1**, 62 (1934). — [41] E. LAU u. J. JOHANNESSON, Physik. Z. **35**, 1013 (1934). — [42] J. SCHINTLMEISTER, Physik. Z. **36**, 345 (1935). — [43] J. OBRIST, Physik. Z. **36**, 343 (1935). — [44] E. KAPPLER, Physik. Z. **36**, 643 (1935). — [45] PODSZUS, Kolloid-Z. **62**, 347 (1933). — [46] SCHMIESCHECK, Z. techn. Phys. **15**, 178 (1934).

Kristallchemie nichtmetallischer anorganischer Stoffe. II.

Bericht über die Fortschritte in den Jahren 1937—1938.

(Der erste Bericht [unten immer mit I. bezeichnet], der sich über den Zeitraum 1927—1936 erstreckte, erschien in den Naturwiss. **26**, 67 u. 86 (1938). Es konnte trotz des viel engeren Zeitraumes auch im vorliegenden Bericht eine Vollständigkeit im gegebenen Rahmen nicht erreicht werden; wo es zu Vergleichszwecken und zur Hervorhebung größerer Zusammenhänge geboten erschien, wurde auch auf frühere, in I. nicht behandelte Ergebnisse zurückgegriffen, in einzelnen Fällen auch auf das Jahr 1939 vorgegriffen.)

I. Allgemeines.

Mit der Frage der Rotation von Molekülen und Atomgruppen in Kristallgittern befassen sich neuerdings u. a. mehrere Untersuchungen von O. HASSEL und Mitarbeitern. Nach F. C. KRACEK, E. POSNJAK und S. B. HENDRICKS [J. amer. chem. Soc. **53**, 3399 (1931)] geht $NaNO_3$ (Kalkspatstruktur!) bei 280° unter grundsätzlicher Erhaltung der Struktur in eine Hochtemperaturform über, bei welcher die NO_3-Ionen um die trigonale Achse rotieren. Dasselbe gilt nach T. F. W. BARTH und C. J. KSANDA (Carn. Inst. Yearbook 1932—1933, 60) für KNO_3 bei Temperaturen oberhalb von 120° und von der Hochtemperaturform von $RbNO_3$ [CHR. FINBACK u. O. HASSEL, Z. physik. Chem. B **37**, 75 (1937)]; die bei mittleren Temperaturen stabile Form von $RbNO_3$ kristallisiert kubisch, ebenso wie die Hochtemperaturform von $CsNO_3$ [CHR. FINBACK, O. HASSEL u. L. C. STRÖMME, Z. physik. Chem. B **37**, 468 (1937)]; sowohl bei $CsNO_3$ als auch bei $TlNO_3$ und bei $(NH_4)NO_3$ fehlen die trigonalen Hochtemperaturformen mit rotierenden NO_3-Gruppen [CHR. FINBACK u. O. HASSEL, Z. physik. Chem. B **35**, 25 (1937)]. — In den kubischen Hochtemperaturformen der *Alkaliperchlorate* rotieren nach CHR. FINBACK und O. HASSEL [Z. physik. Chem. B **32**, 130 (1936)] die ClO_4-Gruppen; ebenso wie die rhombischen Tieftemperaturformen der *Alkaliborfluoride* mit den rhombischen Formen der Perchlorate isomorph sind, so sind auch die Hochtemperaturformen von $(NH_4)BF_4$ und KBF_4 mit den kubischen Hochtemperaturformen der Perchlorate isomorph, wobei die Rotationen der BF_4-Gruppen jenen der ClO_4-Gruppen entsprechen [CHR. FINBACK u. O. HASSEL, Z. physik. Chem. B **32**, 433 (1936)]. — Nach S. H. YÜ [Nature (Lond.) **141**, 158 (1938)] oszillieren im Kristallgitter von $[Ni(NH_3)_6](NO_3)_2$, das analog dem Gitter von $K_2[PtCl_6]$ aufgebaut ist, bei gewöhnlicher Temperatur die NO_3-Gruppen um die Verbindungslinie zweier O-Atome. — Der Nachweis für die Rotation von Molekülen in Kristallgittern wurde von CHR. FINBACK (Tidsskr. f. Kemi och Bergves. **1937**, Nr 9) für die kubischen Hochtemperaturformen von CBr_4, Pentaerythrit und Hexachloräthan erbracht. — Das Auftreten von „verbotenen" Reflexen nötigte L. HELMHOLZ [J. chem. Phys. **4**, 316 (1936)] zur Annahme nichtkugelsymmetrischer Schwingungen der Ag-Atome um ihre Schwerpunktslagen im Kristallgitter von *Silberphosphat* Ag_3PO_4. — I. I. TAYLOR und H. P. KLUG [J. chem. Phys. **4**, 601 (1936)] finden, daß gewisse Übergangspunkte, die sich beim Erwärmen von $CuSO_4 \cdot 5\,H_2O$-Kristallen einstellen, durch den stufenweisen Übergang der H_2O-Moleküle vom normalen Schwingungszustand zur Rotation bedingt sind.

Die in der Fourieranalyse gegebene Möglichkeit, aus den Intensitäten der Röntgenreflexe die Elektronendichten für die verschiedenen Orte des Kristallgitters anzugeben, wird von H. GRIMM, R. BRILL, C. HERMANN und CL. PETERS [Naturwiss. **26**, 29 u. 479 (1938); vgl. auch H. GRIMM, Naturwiss. **27**, 1 (1939)] dazu benutzt, aus den ermittelten Elektronendichten die Bindungsart unmittelbar festzustellen[1]). H. GRIMM (l. c.) nimmt

[1]) Ein Hinweis in dieser Richtung wurde früher von W. L. BRAGG [Proc. roy. Soc. Lond. A **123**, 537 (1929)] gemacht.

auch zu dem Begriff „*Riesenmolekül*" Stellung; er möchte ihn bei anorganischen ein- bis dreidimensionalen Koordinationsgittern auf solche Fälle beschränken, bei denen an der Herstellung der unabgeschlossenen, kristallinen Verbände homöopolare Bindungskräfte zumindest beteiligt sind; damit würden die Kristallgitter mit rein heteropolarer und mit metallischer Bindung außerhalb dieses Begriffes fallen. Diesem Vorgehen kann Berichterstatter nicht völlig beistimmen, da von den Koordinationsgittern mit rein heteropolarer Bindung Übergänge zu Koordinationsgittern mit durchlaufender homöopolarer Bindung reichlich vertreten sind; man sollte die Bezeichnung Riesenmolekül bei Verbindungen, die nur in unabgeschlossenen Koordinationsgittern bekannt sind, überhaupt vermeiden, weil sich mit dem Begriff Molekül die Vorstellung von einer festgegebenen, zahlenmäßigen Abgrenzung des Atombestandes innerhalb einer elektrostatisch ausgeglichenen höheren Einheit verbindet. Zweifellos stößt auch bei den hochpolymeren organischen Faserstoffen mit ihren periodisch aufgebauten, nicht fest abgegrenzten „Kettenmolekülen" die Fassung des Molekülbegriffes auf gewisse Schwierigkeiten; jedoch bauen sich diese Stoffe wenigstens aus abgegrenzten, für sich beständigen „Restmolekülen" auf.

H. D. Megaw [Z. Kristallogr. A. **100**, 58 (1939)] machte den Versuch, auf Grund theoretischer Überlegungen unter Heranziehung von zahlreichen Beispielen die thermische Ausdehnung nichtmetallischer Stoffe mit den bekannten Strukturdaten und Bindungsarten qualitativ in Beziehung zu bringen. — W. Kleber bearbeitete die Beziehungen zwischen Kristallmorphologie und Kristallbau [Fortschr. Min., Krist. u. Petr. **21**, 169 (1937)].

Umfassende Berichte über anomale Mischkristalle liegen von H. Seifert vor [Fortschr. Min., Krist. u. Petr. **19**, 103 (1935); **20**, 324 (1936) u. **22**, 185 (1937)]. Speziell über die Mischkristallbildung zwischen $Ba[SO_4]$ und zahlreichen anderen Salzen ähnlichen Baues berichten H. G. Grimm, Cl. Peters und H. Wolff [Z. anorg. u. allg. Chem. **236**, 57 (1938)]; es zeigte sich auch bei diesen Untersuchungen wieder, daß die Mischkristallbildung um so vollständiger ist, je mehr sich die Gitterkonstanten der Komponenten ähnlich sind. Abgesehen von Mischkristallen von $Ba[SO_4]$ mit verschiedenen Alkalipermanganaten wurden anomale Mischkristalle zwischen $Ba[SO_4]$ und $Ba[MnO_4]_2$ hergestellt (statistische Nichtbesetzung von Kationenpositionen!); nur unvollständige Mischbarkeit wurde zwischen $Ba[SO_4]$ einerseits und $Ba[MnO_4]$ und $Ba[FeO_4]$ andererseits festgestellt; auch $Ba[SeO_4]$ bildet mit $Ba[MnO_4]$ Mischkristalle, nicht aber $Ba[TeO_4]$; die Mischkristallbildung zwischen $K[MnO_4]$ und $K[BF_4]$ ist nur unbedeutend. Ph. R. Averell und G. H. Walden [J. amer. chem. Soc. **59**, 906 (1937)] konnten nachweisen, daß wenigstens eine teilweise Mischbarkeit zwischen Bariumsulfat $Ba[SO_4]$ und Hydroniumpermanganat $(H_3O)[MnO_4]$ besteht.

Über den Übergang zwischen Ordnung und Unordnung in festen und flüssigen Phasen ist wertvolles Material im Vorbericht zur Diskussionstagung der Deutschen *Bunsen*gesellschaft (*Darmstadt*, 28./29. X. 1938) gesammelt. C. Wagner und W. Schottky [Z. physik. Chem. B **11**, 163 (1931)] haben u. a. auf die Beeinflussung der Fehlordnung in Kristallen durch die Temperatur verwiesen. C. Wagner [Z. physik. Chem. B **22**, 181 (1933); **34**, 309 (1936); mit E. Koch, Z. physik. Chem. B **32**, 439 (1936)] hat im Rahmen einer allgemeinen Theorie über die Fehlordnungserscheinungen in polaren Verbindungen auf die Bedeutung der Fehlordnungserscheinungen für die Leitfähigkeit von Ionenkristallen verwiesen. Im *Silberbromid* AgBr mit seiner Steinsalzstruktur ($A^{[6]}B^{[6]}$ kub.) nehmen bei tieferen Temperaturen alle Ionen ihre gesetzmäßigen Lagen ein. Knapp unterhalb des Schmelzpunktes sind, wie C. Wagner und I. Beyer [Z. physik. Chem. B **32**, 113 (1936)] durch Leitfähigkeitsmessungen zeigten, 16% der Ag-Ionen von ihren Plätzen mit oktaedrischer Anionenumgebung abgewandert, und zwar auf Plätze mit tetraedrischer Anionenumgebung, während die kubischdichteste Anionenpackung sich nicht ändert; es hat sich hier ein Mischkristall von AgBr mit Steinsalzstruktur ($Ag^{[6]}Br^{[6]}$) mit AgBr mit Zinkblendestruktur ($Ag^{[4]}Br^{[4]}$) gebildet. Bei dem oberhalb 146° beständigen α-AgJ sind nach L. W. Strock [Z. physik. Chem. B **25**, 441 (1934); **31**, 132 (1936) — Z. Kristallogr. A. **93**, 285 (1936)] die 2 Ag-Ionen des Elementarkörpers statistisch über 42 mögliche Plätze verteilt; hier ist die Leitfähigkeit dadurch gekennzeichnet, daß die Kationen im elektrischen Feld durch den Kristall wie in einem flüssigen Elektrolyten wandern. Weitere Beiträge zur Frage der Leitfähigkeit in Ionenkristallen lieferten u. a. J. W. Verwey und J. H. de Boer [Rec. Trav. chim. Pays-Bas et Belg. (Amsterd.) **55**, 531 (1936)]; sie sehen z. B. die Ursache der bedeutenden Leitfähigkeit von *Magnetit* Fe_3O_4 (Spinellstruktur, I/89) darin, daß die 8 Fe^{+2}-Ionen und 16 Fe^{+3}-Ionen statistisch über die 8- und 16zählige Punktlage verteilt sind. Die geringe Leitfähigkeit von Co_3O_4 wird durch die Annahme gedeutet, daß hier 8 Co^{+4}-Ionen die 8zählige Punktlage des Spinellgitters (mit tetraedrischer Koordination) besetzen, während 16 Co^{+2}-Ionen die 16zählige Kationenlage mit oktaedrischer 6-Koordination besetzen. Die Formel wäre somit $Co^{+4}Co_3{}^{+2}O_4$. In diesem Zusammenhang sei ferner auch auf die Ausführungen von J. A. A. Ketelaar [Transact. Far. Soc. **34**, 874 (1938)] verwiesen, die sich u. a. mit Struktur und Leitfähigkeit der beiden Formen von Ag_2HgJ_4 befassen (vgl. I/90), und auf die Beiträge von F. Laves und W. Schottky in den obengenannten Vorberichten der Darmstädter Bunsentagung.

II. Grundstoffe.

Mit Ausnahme der Struktur des Fluors sind nun die Kristallstrukturen der *Halogene* bekannt. Nach M. Harris, E. Mack und F. C. Blake [J. amer. chem. Soc. **50**, 1583 (1928)] treten im Kristallgitter von *Jod* zweiatomige Moleküle mit einem J—J-Abstand von 2,70 Å auf. Dasselbe gilt nach B. Vonnegut und B. E. Warren [J. amer. chem. Soc. **58**, 2459 (1936)] von dem mit dem Jod isomorphen *Brom*. Innerhalb des Br_2-Moleküls beträgt der Br—Br-Abstand 2,27Å; der kürzeste zwischenmolekulare Br—Br-Abstand ist dagegen 3,30 Å (alles bei −150°), zu vergleichen mit dem kürzesten zwischenmolekularen J—J-Abstand von 3,54 Å. Auch das Kristallgitter des *Chlors* läßt zweiatomige Moleküle erkennen [W. H. Keesom und K. W. Taconis, Physica **3**, 237 (1936) — Proc. roy. Kong. Ak. Amsterdam **39**, 314 (1936)]. Die Gruppierung der Moleküle im Kristallgitter ist jedoch andersartig als bei Br_2 und J_2. Der Cl—Cl-Abstand innerhalb des Cl_2-Moleküls beträgt 1,81 Å, der kürzeste Abstand zweier benachbarten Molekülen angehöriger Cl-Atome 2,52 Å (bei −185°).

Das Kristallgitter des *Schwarzen Phosphors* wurde I/61 gekennzeichnet (zweilagiges Schichtgitter mit 3-Koordination). Phosphordampf besteht aus P_4-Molekülen. C. D. Thomas und N. S. Gingrich [J. chem. Phys. **6**, 659 (1938)] untersuchten röntgenographisch verschiedene Arten von geschmolzenem Phosphor:

1. *Gelber Phosphor* (Dichte 1,82; sehr leicht entzündlich) schmilzt bei 44,1°. Sowohl bei 48° wie auch bei 226° sind P_4-Moleküle vorhanden, und zwar mit einem P—P-Abstand von 2,25 Å. In der Schmelze sind jedem P-Atom von benachbarten P_4-Molekülen 6—8 P-Atome auf 3,9 Å genähert, und etwa 32 weitere P-Atome auf 5,9 Å. Bei 226° haben sich die Moleküle etwas weiter voneinander entfernt. 2. *Roter amorpher Phosphor* (Dichte 2,2, schmilzt bei 593°; entzündlich) besteht ebenfalls aus P_4-Molekülen; es bahnt sich aber hier ein engeres Zusammentreten der Moleküle zu gebuckelten Netzen an, wie sie im kristallisierten *Schwarzen Phosphor* vorliegen; der kürzeste Abstand der P-Atome eines Moleküles zu den nächsten Nachbarn in benachbarten Molekülen erscheint auf 3,49 Å verkleinert. 3. Letzterer Abstand ist im schlecht brennenden *Schwarzen amorphen Phosphor* (Dichte 2,7), der sonst sehr ähnlich wie Roter amorpher Phosphor aufgebaut ist, noch etwas kleiner (3,34 Å).

Uran hat eine von allen anderen Grundstoffen sehr verschiedene Kristallstruktur. Nach C. W. Jacob und B. E. Warren [J. amer. chem. Soc. **59**, 2588 (1937)] handelt es sich hier um eine deformierte hexagonal dichteste Packung von Uranatomen, bei welcher jedem Uranatom 4 von den 12 Nachbarn der dichtesten Kugelpackung besonders genähert sind (auf 2,76—2,85 Å, während die übrigen 8 Nachbarn 3,27—3,36 Å entfernt sind). Die Struktur ist somit keinesfalls eine typisch metallische, sondern der von *Arsen* oder *Gallium* bis zu einem gewissen Grade vergleichbar.

Polonium scheint nach M. A. Rollier, S. B. Hendricks und L. R. Maxwell [J. chem. Phys. **4**, 648 (1936)] eine tellurähnliche Struktur zu haben; das für Selen und Tellur kennzeichnende Kettengitter weicht aber beim Polonium einem dreidimensionalen Gitter mit verzerrt oktaedrischer 6-Koordination.

Aus den Untersuchungen von W. Ruedorff und U. Hofmann [Z. anorg. u. allg. Chem. **238**, 1 (1938)] geht hervor, daß bei Oxydation von Graphit in Gegenwart konzentrierter, anorganischer Säuren beständige Verbindungen entstehen, bei denen die Schichten des Graphitgitters erhalten bleiben, aber durch Zwischenlagerung von Säureschichten von 3,35 Å auf durchschnittlich 8 Å[1]) voneinander entfernt werden. Die Rückbildung der Graphitsäureverbindungen zu Graphit erfolgt stufenweise, indem in regelmäßiger Folge nach und nach nur noch die 2., 3., 4 usw. Schichtebenenlücke durch die eingelagerten Säureschichten auf 8 Å aufgeweitet bleibt. Über die unter Erhaltung der Schichtebenen des Graphitgitters stattfindende Bildung von Bisulfatadditionsprodukten, die sich in mehreren Stufen unter zunehmender Entfernung der Graphitschichten voneinander bis auf 41 Å vollzieht, berichtet eine Dissertation von E. Csálan (Techn. Hochschule Berlin 1935).

Die Oxydation von Graphit führt nach U. Hofmann und E. Koenig [Z. anorg. u. allg. Chem. **234**, 311 (1937)] ebenfalls unter Beibehaltung der Kohlenstoffschichtebenen zu einer Auseinanderdrängung derselben auf über 6 Å, wobei die Schichten durch Sauerstoffanlagerung an die 4. Valenzen der Kohlenstoffatome molekularen Charakter erhalten.

III. Verbindungen mit 2 kristallchemisch verschiedenen Bestandteilen.

H. Schnaase [Z. physik. Chem. B **20**, 89 (1933)] hat gezeigt, daß das *Mangansulfid* MnS in drei verschiedenen Strukturformen auftritt. Ähnliches konnte A. Baroni [Z. Kristallogr. A **99**, 336 (1938)] für das *Manganselenid* MnSe nachweisen. Je nach den Darstellungsbedingungen kristallisiert diese Verbindung in Natriumchloridstruktur ($Mn^{[6]}Se^{[6]}$ kubisch)[1]) oder in Zinkblendestruktur ($Mn^{[4]}Se^{[4]}$ kubisch) oder in Wurtzitstruktur ($Mn^{[4]}Se^{[4]}$ hexagonal). *Europiumsulfid* EuS hat nach W. Nowacki [Z. Kristallogr. A. **99**, 339 (1938)] Natriumchloridstruktur ($Eu^{[6]}S^{[6]}$) kubisch. Die gelbe Modifikation von *Thallojodid* TlJ wurde von L. Helmholz [Z. Kristallogr. A **95**, 129 (1936)] untersucht. Das Kristallgitter ist ein Schichtgitter, dessen Schichten aus 2 Ionenlagen bestehen. Innerhalb einer solchen Schicht sind jedem Tl-Ion 5 J-Ionen (Abstand Tl—J ∞ 3,41 Å) zugeordnet; dazu kommen noch 2 J-Ionen aus der benachbarten Schicht, die dem betreffenden Tl-Ion aber nicht näher (Abstand Tl—J ∞ 3,80 Å) als zwei der nämlichen Schicht angehörige Tl-Ionen liegen.

Cyannatrium NaCN besitzt in seiner kubischen Modifikation Natriumchloridstruktur $Na^{[6]}(CN)^{[6]}$ kubisch. Nach H. J. Verweel und J. M. Bijvoet [Rec. Trav. chim. Pays-Bas et Belg. (Amsterd.) **54**, 631 (1935) — Z. Kristallogr. A **100**, 201 (1939)] rotieren in diesem Gitter die CN-Ionen. Innerhalb des CN-Ions beträgt der C—N-Abstand 1,06 Å. Unterhalb Zimmertemperatur klappt das Kristallgitter unter Parallelstellung der CN-Gruppen und unter Beibehaltung des C—N-Abstandes in ein Gitter von rhombischer Symmetrie um. *Silberjodid* AgJ kristallisiert nach R. B. Jacobs [Physic. Rev. **51**, 999 (1937)] bei Zimmertemperatur und 3700 Atm. Druck mit Steinsalzstruktur ($A^{[6]}B^{[6]}$ kub.); es ist also tetramorph und nicht, wie bisher angenommen, trimorph.

Pyritstruktur haben nach N. Elliot [J. amer. chem. Soc. **59**, 1958 (1937)] *Mangandiselenid* $MnSe_2$ und *Manganditellurid* $MnTe_2$; jedes Mn-Atom ist demnach im kubischen Gitter von 6 Se_2-Gruppen (bzw. Te_2-Gruppen) oktaedrisch umgeben und umgekehrt: $Mn^{[6]}[Se_2]^{[6]}$ bzw. $Mn^{[6]}[Te_2]^{[6]}$ kubisch. *Europiumdifluorid* EuF_2 hat nach G. Beck und W. Nowacki [Naturwiss. **26**, 495 (1938)] Calciumfluoridstruktur: $Eu^{[8]}F_2^{[4]}$ kubisch; dasselbe gilt von der einzigen, bisher röntgenographisch untersuchten Radiumverbindung Radiumfluorid RaF_2 nach G. E. R. Schulze [Z. physik. Chem. B **32**, 430 (1936)].

Nach W. Nieuwenkamp [Z. Kristallogr. A **96**, 454 (1937)] ist der dreidimensional unendliche SiO_4-Tetraederverband des kubischen *Hochcristobalites* $^3_\infty[SiO_2]$ dadurch gekennzeichnet, daß die O-Atome entweder an der Peripherie von zur Verbindungslinie zwischen je 2 benachbarten Si-Atomen senkrecht stehenden Kreisen rotieren oder daß sie statistisch verteilt irgendwie auf der Peripherie dieser Kreise von 0,4 Å Radius liegen. Dies ermöglicht eine Winkelung der Si—O—Si-Bindung gegenüber dem idealisierten Strukturmodell mit gestreckten Si—O—Si-Bindungen. — Während im Siliziumdisulfid SiS_2 die SiS_4-Tetraeder zu mehr oder weniger selbständigen unabgeschlossenen Ketten $^2_\infty[Si^{[4]}S_2^{[2]}]$ zusammengefügt sind (I/70), liegt nach W. H. Zachariasen [Physic. Rev. **49**, 887 (1936)] dem Germaniumdisulfid GeS_2 mit ebenfalls tetraedrischer Anordnung der S-Atome um die Ge-Atome ein den SiO_2-Modifikationen (I/74) vergleichbarer, dreidimensionaler Tetraederverband zugrunde; die Formel ist daher $^3_\infty[Ge^{[4]}S_2^{[2]}]$ zu schreiben. — I/69 wurde die steinsalzähnliche Struktur von SrO_2 und BaO_2 mit ihren O_2^{-2}-Ionen erwähnt. Nach

[1]) Je nach der verwendeten Säure (Schwefelsäure, Perchlorsäure, Salpetersäure, Selensäure usw.) schwankt dieser Abstand zwischen 7,8 und 8,3 Å.

[1]) Die den Ionen in [] oben beigesetzten Zahlen bedeuten die Koordinationszahlen.

W. KASSATOCHKIN und W. KOTTOW [J. chem. Phys. **4**, 458 (1936)] hat KO_3 dieselbe Struktur; die O_2-Gruppen sind hier als einfach aufgeladen aufzufassen. Der O—O-Abstand innerhalb der O_2^{-1}-Ionen beträgt 1,28 ± 0,07 Å.

Das Kristallgitter von *Selendioxyd* SeO_2 läßt nach D. MCCULLOUGH [J. amer. chem. Soc. **59**, 789 (1937)] flache $^1_\infty[SeO_2]$-Ketten erkennen, die dadurch zustande kommen, daß jedem Selenatom 3 Sauerstoffatome zugeordnet sind (Abstand Se—O 1,73 und 1,78 Å); diese *pyramidalen* $[SeO_3]^{-2}$-Gruppen sind in der Kettenrichtung oben und unten über je ein gemeinsames O-Atom mit gleichgebauten Nachbargruppen verbunden. Formel somit $^1_\infty[Se^{[3]}O^{[2]}O^{[1]}]$. Die Bindung von Kette zu Kette im Kristallgitter erfolgt wohl unter Mitwirkung elektrostatischer Kräfte zwischen den Selen-

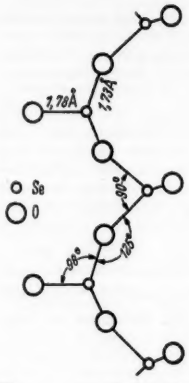


Fig. 1. $^1_\infty[SeO_2]$-Kette aus dem Kristallgitter von SeO_2.

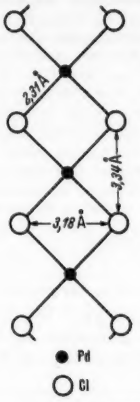


Fig. 2. Flache $^1_\infty[PdCl_2]$-Kette aus dem Kristallgitter von $PdCl_2$.

atomen einer Kette und den ihnen zugekehrten, nur an 1 Se gebundenen O-Atomen der Nachbarkette (Fig. 1).

Nach A. F. WELLS [Z. Kristallogr. A **100**, 189 (1939)] treten im Kristallgitter von *Palladiumdichlorid* $PdCl_2$ ebene, aber nicht genau quadratische $PdCl_4$-Gruppen über je 2 gemeinsame Cl-Ionen mit 2 benachbarten gleichartigen Gruppen so zusammen, daß sich ebenfalls unendliche Kettenaggregationen ergeben. Strukturformel daher $^1_\infty[Pd^{[4]}Cl_2^{[2]}]$ rhombisch. Die Zusammenfügung der Ketten im Kristallgitter erinnert etwas an die Verhältnisse bei den rhombischen Kettenkohlenwasserstoffen (Fig. 2).

Nach W. FEITKNECHT [Helvet. chim. Acta **20**, 177 (1937)] weist das *grüne basische Kobaltnitrat* ein Doppelschichtgitter auf [die Hauptschichten bestehen aus Hydroxyd und wechseln mit Zwischenschichten ab, an deren Aufbau Co-, (OH)- und (NO_3)-Ionen beteiligt sind]. Über den Bau der Schichten vgl. man I/69. Das *rosafarbene basische Kobaltnitrat* hat nach W. FEITKNECHT (l. c.) ein einfaches Schichtgitter vom Typus $^2_\infty[Co(OH)_2]$, in welchem statistisch $^1/_4$ der (OH)-Ionen durch (NO_3)-Ionen ersetzt ist; und zwar in der Weise, daß *ein* O-Atom dieser Gruppe immer den Platz des ersetzten (OH)-Ions einnimmt; die N-Atome ragen mit den 2 übrigen O-Atomen der (NO_3)-Gruppe in den Raum zwischen den übereinandergelagerten Schichten hinein. In einer weiteren Arbeit behandelt W. FEITKNECHT [Helvet. chim. Acta **20**, 659 (1937)] die Beziehungen zwischen Farbe und Konstitution der Verbindungen des zweiwertigen Kobalts. Die basischen *Cadmiumchloride* haben nach W. FEITKNECHT und W. GERBER [Z. Kristallogr. A **98**, 168 (1938)] stets Einfachschichtgitter, während unter den basischen Chloriden von Zn, Ni und Co auch solche mit Doppelschichtgittern zu finden sind. Im ganzen treten im System $CdCl_2$—$Cd(OH)_2$ 4 im Aufbau einander ähnliche Zwischenphasen auf, von denen jede einen gewissen größeren Zusammensetzungsbereich erfaßt.

In einer Abhandlung über die Struktur des *Wassers* führen J. MORGAN und B. E. WARREN [J. chem. Phys. **6**, 666 (1938)] aus, daß das Wasser eine zusammengebrochene Eisstruktur besitzt; die tetraedrische Molekülgruppierung ist zwar im allgemeinen noch erhalten, aber man kann nicht sagen, daß sie quarzähnlich sei (vgl. I/75); da die zwischenmolekularen Bindungen immer wieder aufbrechen und sich neu bilden, sind im Durchschnitt jedem Wassermolekül weniger als 4 andere Moleküle zugeordnet. Die Dichtezunahme beim Schmelzen des Eises (trotz Zunahme des zwischenmolekularen Abstandes von 2,76 Å auf 2,90 Å) erklärt sich daraus, daß die ungewöhnlich „offene" Struktur des Eises sich beim Schmelzen bei leichter Vergrößerung des zwischenmolekularen Abstandes mehr füllt. Bis 4° nimmt die Dichte wegen des sich fortsetzenden Gitterzusammenbruches zunächst zu, von da ab sinkt sie normal mit der Vergrößerung des durchschnittlichen, zwischenmolekularen Abstandes beim Steigen der Temperatur.

Manganit MnO(OH) hat nach M. J. BUERGER [Z. Kristallogr. A **95**, 163 (1936)] eine Struktur, welche der des *Arsenopyrits* FeAsS sehr ähnlich ist. Jedem Mn^{+3}-Ion sind 3 O- und 3 (OH)-Ionen einigermaßen oktaedrisch zugeordnet.

Auf Grund der Beobachtung, daß im *Yttrofluorit* anscheinend beträchtliche Mengen von YF_3 isomorph in das CaF_2-Gitter eintreten, hat man angenommen, daß das *Yttriumfluorid* YF_3 selbst eine erweiterte Fluoritstruktur besitzt, indem auch die Kantenmitten des Elementarkörpers des CaF_2-Gitters ($Ca^{[8]}F_2^{[4]}$ kubisch) von F-Ionen besetzt sind, so daß jedes Y-Ion insgesamt von 8 + 6 F-Ionen umgeben wäre. Das würde eine nicht sehr wahrscheinliche Verminderung der Anionenabstände nach sich ziehen; möglicherweise ist auch im Yttrofluorit YOF und nicht YF_3 in das Gitter eingebaut, so daß eine Anionenvermehrung nicht statthaben würde; andererseits wäre es auch denkbar, daß beim Eintritt von YF_3 in das CaF_2-Gitter einige Kationenpositionen innerhalb der kubisch dichtesten Anionenpackung unbesetzt blieben. W. NOWACKI [Z. Kristallogr. A **100**, 242 (1939)] führte nun erstmalig eine Strukturbestimmung von YF_3, dessen kubische Modifikation nur wenig beständig ist, aus; er fand, daß $^3/_4$ der Kationenpositionen des Fluoritgitters fest von Y-Ionen besetzt sind, während sich die 9 F-Ionen des Elementarkörpers statistisch über 10 11 mögliche Positionen verteilen; die Struktur bleibt der CaF_2-Struktur ähnlich, die Koordinationsverhältnisse lassen sich aber nicht mehr scharf angeben. — Scandiumtrifluorid ScF_3 hat nach W. NOWACKI [Naturwiss. **26**, 801 (1938)] bei oktaedrischer Umgebung der Sc-Ionen durch die F-Ionen eine idealisierte WO_3-Struktur; man kann die Struktur ebensogut als leicht rhomboedrisch deformierte ReO_3-Struktur deuten (vgl. I/87; Perowskitverband $^\infty_\infty[Sc^{[6]}F_3^{[2]}!]$). — Über $AlCl_3$ und AlF_3 vgl. unten.

In den kubischen Formen von As_2O_3 und Sb_2O_3 liegen, wie seit den Untersuchungen von R. M. BOZORTH [J. amer. Chem. Soc. **45**, 1621 (1923)] bekannt ist, selb-

ständige Moleküle As_4O_6 und Sb_4O_6 vor[1]). Von G. SILLÉN [Ark. f. kemi, miner. o. geol. **12** A, Nr 18 (1937)] wurde unter den verschiedenen Modifikationen von Bi_2O_3 eine kubische Hochtemperaturform gefunden, welche ähnlich wie die genannten Formen von As_2O_3 und Sb_2O_3 gebaut ist, wobei aber zugunsten einer oktaedrischen 6-Koordination der O-Atome um die Bi-Atome die Isolierung der Bi_4O_6-Moleküle im Kristallgitter verloren geht; in diesem Sinne entspricht der Aufbau dieser Bi_2O_3-Modifikation dem Koordinationsgitter von Mg_3P_2. Eine andere Hochtemperaturform von Bi_2O_3 ist sehr ähnlich gebaut, hat aber nur pseudokubisch-tetragonale Symmetrie. Eine weitere kubische Form von Bi_2O_3 mit tetraedrischer Koordination der O-Atome um die Bi-Atome ist vielleicht im reinen Zustand nicht beständig; sie bildet sich nur bei Zugabe von etwas Al_2O_3 oder Fe_2O_3 zur Schmelze oder beim Schmelzen von Bi_2O_3 in Porzellantiegeln und dürfte vielleicht als Verbindung $(Al, Fe, Si)_2Bi_{24}O_{40}$ aufzufassen sein. Die Struktur der bei Zimmertemperatur beständigen monoklinen Modifikation von Bi_2O_3 ist nicht bekannt.

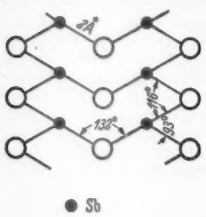


Fig. 3. ∞ [Sb_2O_3]-Kette aus dem Kristallgitter der Valentinitform von Sb_2O_3.

Die Struktur der rhombischen Form von Sb_2O_3 (*Valentinit*) wurde von M. J. BUERGER und S. B. HENDRICKS [Z. Kristallogr. A **98**, 1 (1937) — J. chem. Phys. **5**, 600 (1937)] ermittelt; es handelt sich hier um ein Doppelkettenkoordinationsgitter $\frac{1}{\infty}$ [$Sb_2^{[3]}O_3^{[2]}$]. Jedem Sb-Atom sind 3 O-Atome zugeordnet (die SbO_3-Gruppen sind pyramidal gebaut), die es mit 2 weiteren Sb-Atomen in der eigenen Kette und einem Sb-Atom in der dadurch angekoppelten Nachbarkette verbinden (Fig. 3). Zwischen den Doppelketten dürften im Kristallgitter von den Sb-Atomen der einen Doppelkette zu O-Atomen der benachbarten Doppelkette schwache tetraedrische Ergänzungsbindungen (Abstand Sb—O = 2.54 Å) wirksam sein[1]).

Seit längerer Zeit ist bekannt, daß eine ganze Anzahl von Nitriden und Karbiden vom Formeltyp MeN bzw. MeC (z. B. TiC, NbN) Steinsalzstruktur besitzen. Ge_3N_4 hat nun nach R. JUZA und H. HAHN [Naturwiss. **27**, 32 (1939)] eine dem Silikat *Phenakit* $Be_2^{[4]}Si^{[4]}O_4$ analoge Struktur. Bei letzterem liegen dreidimensionale Verbände von SiO_4- und BeO_4-Tetraedern vor. Im Gitter des Germaniumnitrides ist jedes Ge-Atom von 4 N-Atomen tetraedrisch umgeben; in jeder Tetraederecke stoßen 3 Tetraeder zusammen wie beim *Phenakit* 2 BeO_4- und 1 SiO_4-Tetraeder. Konstitutionsformel $Ge_3^{[4]}N_4^{[3]}$.

F. MACHATSCHKI, Tübingen.

(Schluß folgt.)

[1]) Mit dem Bau der As_4O_6- und P_4O_6-Moleküle im Gaszustand befaßt sich eine Arbeit von L. R. MAXWELL, S. B. HENDRICKS und L. S. DENING [J. chem. Phys. **5**, 626 (1937)]. Der Bau dieser Moleküle entspricht dem der As_4O_6-Moleküle im kubischen Molekülgitter von As_2O_3.

[1]) Eine bis zu einem gewissen Grade ähnliche Doppelkettenstruktur liegt auch beim *Antimonit* $\frac{1}{\infty}$ [Sb_2S_3] und beim *Bismuthin* $\frac{1}{\infty}$ [Bi_2S_3] vor [W. HOFMANN, Z. Kristallogr. A **86**, 225 (1933)].

Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

Zur Kristallchemie von Titan-Legierungen.

Frühere Untersuchungen[1]) hatten gezeigt, daß man metallische Verbindungen des Formeltypus AB_2 mit den Strukturtypen des $MgCu_2$-$MgZn_2$-$MgNi_2$ (12 g 6-Typen)[2]) dann erwarten kann, wenn der Atomradienquotient $R_A : R_B$ etwa $= \sqrt{3}/\sqrt{2} = 1{,}23$ ist. Diese Erwartung bestätigte sich auch wieder bei einigen Titanlegierungen[3]), [4]). Es war naheliegend, die Untersuchung auf andere binäre Titansysteme auszudehnen. Über die hierbei gefundenen, mit der Stellung des Titanpartners im periodischen System zusammenhängenden kristallchemischen Gesetzmäßigkeiten soll an anderer Stelle (Z. Metallkde) später ausführlich berichtet werden. An gleicher Stelle sollen auch die kristallstrukturellen Ergebnisse mitgeteilt werden. Hier seien die wichtigsten Ergebnisse kurz zusammengestellt.

Legiert man das Titan mit den im periodischen System benachbarten Elementen Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ga, so stellt man folgendes fest: Die titanärmsten Verbindungen liegen bei $TiMn_2$, $TiFe_2$, $TiCo_2$, $TiNi_3$, $TiCu_3$, $TiZn_3$ und wahrscheinlich $TiGa_3$. Die ersten drei sind 12 g 6-Typen ($TiMn_2$ hat den $MgZn_2$-Typ mit $a = 4{,}81 \pm 0{,}001$, $c = 7{,}88 \pm 0{,}002$, $c/a = 1{,}638$, die Gitterkonstanten von $TiFe_2$ und $TiCo_2$ sind bereits veröffentlicht[3]), [4]). Hingegen sind $TiNi_3$, $TiCu_3$ und $TiZn_3$ dichteste Kugelpackungen mit Ordnungsstruktur ($TiNi_3$ hat einen von uns neu gefundenen[5]) Strukturtyp, $TiCu_3$ hat eine deformierte hexagonale Kugelpackung, und $TiZn_3$ hat den $AuCu_3$-Typ mit $a = 3{,}023 \pm 0{,}005$). Das Röntgendiagramm von $TiGa_3$ hat große Ähnlichkeit mit dem des $TiZn_3$. Es hört also in dieser Reihe der Titanpartner mit dem Übergang von Kobalt zum Nickel die Stabilität der 12 g 6-Typen auf.

Bei mittleren Titangehalten fanden wir folgende Verbindungen vom CsCl-Typ: FeTi, CoTi, NiTi, ZnTi. CuTi existiert nicht (statt dessen existiert mindestens *eine* Verbindung in der Nähe dieser Zusammensetzung mit noch unbekanntem Strukturtyp).

Die titanreichsten Verbindungen der Systeme mit Mn, Fe, Co, Ni, Cu sind isomorph; kubisch flächenzentriert mit 96 Atomen pro Zelle. Sie haben die allgemeine Formel XTi_2.

Ersetzt man die Titanpartner Eisen und Nickel durch die homologen Elemente Ruthenium, Osmium und Palladium, Platin, so findet man zum Teil analoge Strukturen:

dem FeTi(CsCl-Typ) entspricht mit gleicher Struktur RuTi und OsTi;

dem Ni_3Ti entspricht Pd_3Ti und Pt_3Ti (Pd_3Ti ist mit dem Ni_3Ti isomorph, das Pt_3Ti hat die Struktur des bereits obenerwähnten Zn_3Ti);

dem NiTi analoge Strukturen PdTi und PtTi gibt es nicht, statt dessen treten miteinander isomorphe Verbindungen der ungefähren Zusammensetzung Pd_3Ti_2 und Pt_3Ti_2 auf (der Strukturtyp ist noch unbekannt);

dem $NiTi_2$(XTi_2-Typ) entspricht mit gleicher Struktur das $PdTi_2$ und $PtTi_2$.

Hingegen verhält sich Silber und Gold mit Titan legiert wesentlich anders als das Kupfer. So fanden wir im System Ag-Ti überhaupt keine Verbindung, und die im System Au-Ti gefundenen Verbindungen sind, soweit wir bislang feststellten, anders als die im System Cu-Ti auftretenden. Für $AuTi_3$ wurde der $AuCu_3$-Typ (vgl. oben) festgestellt. Der Ersatz des Kobalts durch Rhodium und Iridium hat bislang noch nicht zu eindeutigen Ergebnissen geführt, die Versuche werden jedoch fortgesetzt.

Herrn Dr. KROLL danken wir für seine Liebenswürdigkeit, uns für diese Versuche reines Titan zur Verfügung zu stellen, bestens. Auch dankt der eine von uns (W.) der

Deutschen Forschungsgemeinschaft für ein ihm gewährtes Stipendium.

Göttingen, Mineralogisches Institut der Universität, den 26. August 1939. F. Laves. H. J. Wallbaum.

[1]) Vgl. z. B. Naturwiss. **27**, 65 (1939). Dort auch weitere Literaturangaben.

[2]) 6 und 12 bedeuten die gegenseitigen Koordinationszahlen. Vgl. dazu F. Laves und H. Witte, Metallwirtsch. **14**, 645 (1935).

[3]) H. J. Wallbaum u. H. Witte, Z. Metallkde **30**, 100 (1938) ($TiFe_2$).

[4]) H. J. Wallbaum u. H. Witte, Z. Metallkde **31**, 185 (1939) ($TiCo_2$).

[5]) F. Laves u. H. J. Wallbaum, Z. Kristallogr. A **101**, 78 (1939).

Hemmung der Verpuppung durch Corpora allata von Jungraupen bei der Wachsmotte Galleria mellonella L.

Bei Schmetterlingen ist über die Bedeutung, welche den zusammen mit den Postcerebralganglien am Gehirn sitzenden Corpora allata für die Formbildungsvorgänge der Raupen- und Puppenhäutung zukommt, noch wenig bekannt. Bounhiol[1]) konnte junge Seidenraupen durch Herausnahme dieser Organe zu vorzeitiger Verpuppung bringen. Er schloß daraus auf ihre verpuppungshemmende Wirkung während der Raupenzeit. Um diese Ansicht zu beweisen, versuchte er durch Implantation von Jungraupen-Corpora allata in erwachsene Raupen die Verpuppung der letzteren zugunsten einer überzähligen Raupenhäutung zu verhindern. Die Wirtsraupen starben indessen, ohne sich gehäutet zu haben, ab[2]). Eine überzählige Häutung, die allerdings lokal begrenzt war, erzielte Schrader bei der Mehlmotte[3]). Er implantierte mit Postcerebralganglien und Corpora allata versehene Jungraupengehirne in den Hinterleib erwachsener Raupen. Die Implantatträger besaßen nach ihrer Verpuppung inmitten des Puppenpanzers — ausgehend von der verheilten Implantationswunde — Areale aus Raupenhaut. Das gleiche beobachtete Kühn bei dem Spanner *Ptychopoda*[4]). Die Versuche von Schrader und Kühn beweisen, daß die Implantate auf stofflichem Wege die Wirtsverpuppung lokal hemmen. Sie entscheiden nicht, ob diese Wirkung von den Gehirnen oder ihren Anhangsorganen ausgeht. Es wurden deshalb Versuche hierzu an Raupen der Großen Wachsmotte vorgenommen[5]).

Zunächst wurden Gehirne von Jungraupen mit anhängenden Postcerebralganglien und Corpora allata *in Mehrzahl* in den Hinterleib erwachsener Raupen, welche mit dem Kokonspinnen begonnen hatten, implantiert. Die Implantatträger häuteten sich alsbald zu normal aussehenden Puppen, zu Puppen mit lokalen Einsprengungen von Raupenhaut (wie sie Schrader und Kühn erhielten) oder zu Individuen, welche Mischformen in allen Übergängen zwischen Raupe und Puppe darstellen. In Fig. 1 ist der Vorderkörper eines Vertreters dieser dritten Gruppe wiedergegeben. Die junge Puppe hatte sich, als sie fixiert wurde, schon bis zum Ansatz des Hinterleibes aus der Raupenhaut hervorgearbeitet. Sie weist Bein- und Flügelscheiden, sowie Scheiden der Mundteile in der für Puppen typischen Ausbildung auf. Daneben sind Mandibeln (Md 1) vorhanden, welche beim Vergleich mit den Mandibeln der abgestreiften Raupenkopfkapsel (*Md*) als typische Raupenmandibeln zu erkennen sind. Weiterhin zeigt sie innerhalb der Augenscheiden (*Auschd*) Cornealinsen von Raupenaugen (Oc_1), deren für Raupen typische Anordnung ebenfalls aus dem Vergleich mit den Cornealinsen in der Raupenkopfkapsel (*Oc*) zu entnehmen ist. Von dem in Fig. 1 wiedergegebenen puppenähnlichen Mischtyp führen Übergangsformen zu dem in Fig. 2 dargestellten raupenähnlichen Mischtypus. Vorder- und Hinterflügelscheiden (*Vflschd*, *Hflschd*) sind herangewachsen und liegen, nur zum kleinen Teile ausgestülpt, größtenteils stark gefaltet im Körperinneren. Die Beinscheiden (*Bschd*) sind ebenfalls herangewachsen, ohne jedoch die typische Länge erreicht zu haben. Sie weisen Puppencharaktere auf, tragen jedoch die für Raupenbrustbeine charakteristische Endklaue (*Ek*). Stark reduziert, aber deutlich als solche erkennbar, sind die Augenscheiden (*Auschd*), daneben sind typisch angeordnete Raupenaugen (Oc_1) vorhanden. Die Fühler haben das Aussehen von Antennenscheiden (*Antschd*), erreichen jedoch deren Länge nicht. Die Mundteile (*Mand* = Mandibel, *Max* = Maxille, *Labr* = Oberlippe, *Lb* = Unterlippe) sind reine Raupenmundteile. Auch im übrigen ist das Tier Raupe. Aus den geschilderten Versuchen geht hervor, daß in erwachsene

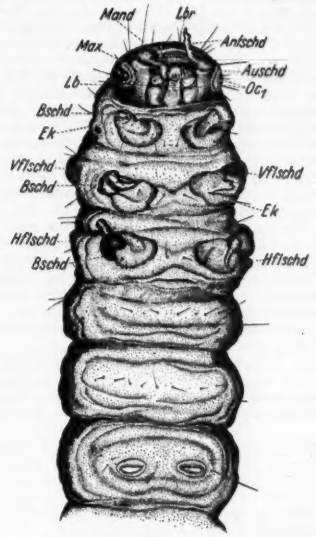


Fig. 1.

Raupen implantierte Jungraupengehirne mit Postcerebralganglien und Corpora allata dort auf stofflichem Wege pupale Formbildungsprozesse auf Kosten larvaler derartig

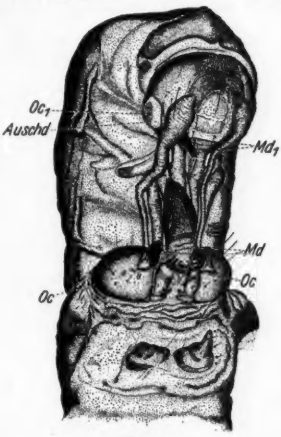


Fig. 2.

tiefgreifend unterdrücken können, daß es zur Ausbildung sehr raupenähnlicher Mischtypen zwischen Raupe und Puppe kommen kann.

Nunmehr wurde geprüft, ob diese Wirkung der Implantate von den Gehirnen oder den mitimplantierten Anhangsorganen ausgeht. Zu diesem Zwecke wurden jeweils von 6 Jungraupengehirnen die Postcerebralganglien und die ihnen meist untrennbar anliegenden Corpora allata abgenommen. Die Postcerebralganglien und Corpora allata wurden dann zusammen in eine einzige erwachsene, spinnende Raupe

injiziert. Die 6 Gehirne wurden gleichfalls gemeinsam in eine einzige Raupe implantiert. Von 36 Tieren mit implantierten Postcerebralganglien und Corpora allata wurden 16 zu normalen Puppen, 12 zu Puppen mit Einsprengungen von Raupenhaut und 8 zu Mischformen zwischen Raupe und Puppe. Von 36 Implantatträgern mit je 6 Gehirnen wurden 34 zu normalen Puppen, 2 zu Puppen mit Einsprengungen von Raupenhaut; Mischtypen entstanden nicht. Dieses Ergebnis zeigt, daß in erster Linie der Komplex von Corpora allata und Postcerebralganglien für die Abgabe der verpuppungshemmenden Stoffe verantwortlich ist. Auf Grund ihrer histologischen Struktur kommen als sekretorische Organe nur die Corpora allata in Frage. Da die in 2 Fällen festgestellte geringe Wirkung der Gehirne wohl kaum darauf beruhen kann, daß doch ein Corpus allatum nicht oder nicht völlig entfernt wurde, muß auch mit einer sehr schwachen Wirkung des Gehirns gerechnet werden; sie tritt indessen gegenüber der Wirkung der Corpora allata ganz zurück. Bounhiols Experiment an der Seidenraupe, eine vorzeitige Verpuppung von Jungraupen durch Herausnahme der Corpora allata hervorzurufen, und die oben mitgeteilten eigenen Versuche an Galleria-Raupen machen es nunmehr sehr wahrscheinlich, daß die Corpora allata im Normalgeschehen während der Raupenzeit auf stofflichem Wege eine Hemmung der Verpuppung bewirken.

Die große Zahl der experimentell erzeugten Mischtypen (53 Tiere) und der relativ hohe Prozentsatz, in welchem sie in der obigen einfachen Versuchsanordnung bei *Galleria* entstehen, ermöglicht es, Homologiefragen etwa der Mundteile von Raupe und Puppe auch mit experimentellen Methoden anzugehen. Ferner wird es sich durch Aufzucht von Puppen des in Fig. 1 wiedergegebenen Mischtyps feststellen lassen, ob die Raupenmandibeln der Puppe Scheiden für imaginale Mandibeln vom Raupentyp darstellen, ob sich mithin auf experimentellem Wege Verhältnisse herstellen lassen, wie sie bei niederen Schmetterlingsgruppen bestehen.

Köln, Zoologisches Institut der Universität, den 10. September 1939. Hans Piepho.

[1]) C. r. Soc. Biol. Paris 126 (1937).
[2]) Bull. Biol. Fr. Belg. Suppl. 24 (1938).
[3]) Biol. Zbl. 58 (1938).
[4]) VII. Intern. Kongr. Ent. Berlin 1938.
[5]) Fräulein Hilde Keller bin ich für ihre Mitarbeit zu Dank verpflichtet.

Studien über chemische Bindung mittels Fourieranalyse III.

(Die Bindung im Quarz.)

Mittels der bereits beschriebenen Versuchsmethode[1]) haben wir auf Anregung von Prof. Dr. Grimm das Gitter von α-Quarz untersucht in der Absicht, einen Einblick in die Bindungsart bei diesem Körper zu gewinnen.

Für die Untersuchung verwandten wir zunächst möglichst klare und reine Quarzeinlinge. Es stellte sich jedoch heraus, daß derartige Kristalle eine für unseren Zweck viel zu große primäre Extinktion besitzen. Wir versuchten die primäre Extinktion abzuschwächen dadurch, daß wir den Kristall mit flüssiger Luft abschreckten in ähnlicher Weise wie wir beim Hexamethylentetramin die Mosaikstruktur vergrößert hatten[1]). Derartige Versuche waren jedoch erfolglos. Ebenfalls ließ sich die Extinktion durch Verwendung einer schwingenden Quarzplatte nicht in hinreichendem Maße herabdrücken. Ein geeignetes Material fanden wir schließlich in einem Milchquarz[2]). Die Extinktion dieses Kristalles war zwar auch noch ziemlich hoch, sie ließ sich jedoch durch Vergleich mit Pulverreflexen auf graphischem Wege eliminieren.

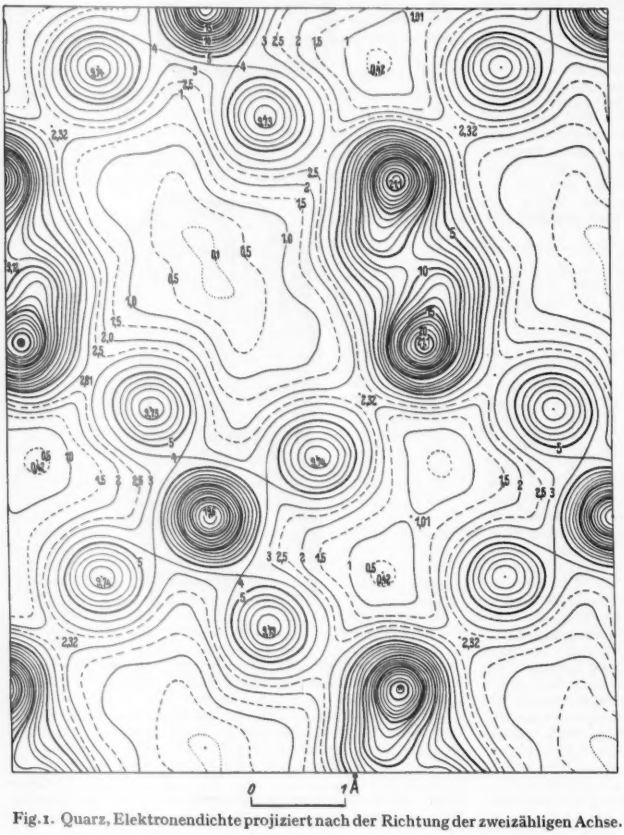


Fig. 1. Quarz, Elektronendichte projiziert nach der Richtung der zweizähligen Achse.

Die Beantwortung der eingangs gestellten Frage ist nur möglich durch Wahl einer Projektionsebene, die eine SiO-Bindung vollkommen oder nahezu vollkommen enthält. Zufällig genügt die einzig mögliche Projektionsrichtung im α-Quarz (die der zweizähligen Achse) dieser Bedingung, da eine SiO-Bindung mit der entsprechenden Projektionsebene einen Winkel von nur etwa 30′ einschließt.

Zur Berechnung der Elektronendichte wurden etwa 170 Reflexe der Zone $h\bar{o}\bar{h}\,l$ an einer nach $11\bar{2}0$ geschliffenen Platte von etwa 1 mm Dicke gemessen[2]). Das Ergebnis der Rechnung ist in Fig. 1 dargestellt. Parallel zur Projektionsebene liegt die Bindung vom Si-Atom c zum Sauerstoffatom 2, ebenso von b nach 2′ (vgl. Fig. 2). Vergleicht man die Elektronendichte längs dieser Linien mit der bei Diamant und bei Steinsalz gefundenen Elektronenverteilung, so hat man zunächst den Eindruck, daß hier eine Bindung ähnlich wie in Diamant, also eine homöopolare Bindung vorliegt.

Berechnet man jedoch die Höhe der Elektronendichte im Sattelpunkt zwischen den beiden genannten Atomen, so ergibt sich, daß sie fast genau mit der Elektronendichte übereinstimmt, die man erhält, wenn sich ein kugelförmig gedachtes Silizium und ein ebensolches Sauerstoffatom bis auf die im Quarzgitter vorliegende Entfernung nähern. Da eine ähnliche Betrachtung beim Diamant einen

deutlichen Elektronenüberschuß am Sattelpunkt ergibt, so möchten wir aus unserem Befund schließen, daß im Quarz ein Übergangszustand zwischen homöo- und heteropolarer

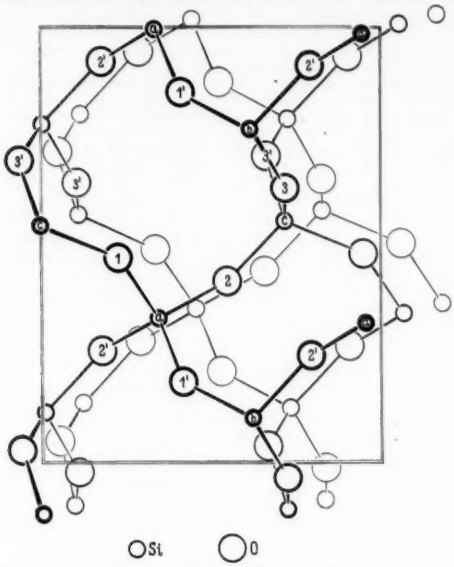


Fig. 2. Quarz, Projektion der Gitter nahezu parallel der zweizähligen Achse. Neigungen φ der Verbindungslinien gegen die Projektionsebene von Fig. 1 sind: $\varphi = 34'$ für c − 2 und b − 2′; $\varphi = 6° 43'$ für c − 1 und b − 1′; $\varphi = 36°$ für a − 1, a − 1′, a − 2 und a − 2′.

Bindung vorliegt. Welche Bindungsart hierbei überwiegt, können wir nicht angeben, da die Versuche, die Zahl der zu den einzelnen Atomen gehörigen Elektronen aus unseren Daten zu berechnen, bisher fehlgeschlagen sind.

Die aus unserer Analyse folgenden Parameter sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit Ergebnissen von P. H. Wei[3]):

	Wei	Wir
x_{Si}	,465 ± 4	,465 ± 3
x_O	,417 ± 10	,415 ± 3
y_O	,278 ± 10	,272 ± 3
z_O	,111 ± 10	,120 ± 2

Ludwigshafen a. Rh., I.G. Farbenindustrie A.-G., Forschungslaboratorium Oppau, den 15. September 1939.
R. Brill. C. Hermann. Cl. Peters.

[1]) Ann. Physik **24**, 393 (1939).
[2]) Herrn Prof. Dr. Himmel, Heidelberg, danken wir bestens für die Überlassung des Materials und das Schleifen der Quarzplatte.
[3]) P. H. Wei, Z. Krist. **92**, 355 (1935).

Studien über chemische Bindung mittels Fourieranalyse IV.

(Die Sauerstoffbindung im Oxalsäuredihydrat.)

Strukturuntersuchungen von Oxalsäuredihydrat sind ausgeführt worden von Zachariasen[1]) und von Robertson und Woodward[2]).

Zachariasen fand, daß ein Ionengitter vorliegt, gebildet aus $(COO)_2^{2-}$- und H_3O^+-Ionen. Robertson und Woodward hingegen kamen zu dem Ergebnis, daß

1. der Abstand der beiden Kohlenstoffatome nur 1,43 Å beträgt;

2. das eine der beiden am gleichen Kohlenstoffatom befindlichen Sauerstoffatome einen Abstand von 1,24, das andere einen solchen von 1,30 Å besitzt, so daß zwischen doppelt und einfach gebundenen Sauerstoffatomen unterschieden werden kann;

3. dem doppelt gebundenen Sauerstoffatom ein Wassermolekül näher benachbart ist, als es eigentlich nach der Raumbeanspruchung des Sauerstoffes sein dürfte.

Aus diesem Befund wird geschlossen, daß im Oxalsäuredihydrat eine Resonanz zwischen den folgenden beiden Strukturen vorliegt[3]):

so daß das Wassermolekül durch Wasserstoffbindung mit dem doppelt gebundenen Sauerstoffatom der Oxalsäure verknüpft ist.

Im Rahmen unserer Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Elektronendichte und chemischer Bindung hat uns dieser Körper besonders interessiert, und wir haben daher in gleicher Art wie früher eine verfeinerte Fourieranalyse an ihm durchgeführt[4]).

Für unsere Untersuchungen verwandten wir Kristalle, die aus Lösungen abgeschieden und säulenförmig nach der b-Achse gewachsen waren. Den Säulen wurde eine annähernd zylindrische Gestalt gegeben, die eine bequeme Berücksichtigung der Absorption und Extinktion ermöglichte. Zur Fourieranalyse wurden etwa 220 Reflexe der Zone h o l benutzt. Das Ergebnis unserer Untersuchung ist in Fig. 1 dargestellt.

Vergleicht man unser Ergebnis mit dem von Robertson und Woodward, so ergibt sich zunächst infolge der größeren Zahl berücksichtigter Reflexe, daß bei uns der gesamte Untergrund glatter ist. Außerdem aber ist der Abstand der beiden C-Atome deutlich größer. Dies dürfte seine Erklärung darin finden, daß Robertson und Woodward die Fourierreihe zu früh abgebrochen haben. Auch in den Abständen C-O finden sich Unterschiede gegenüber Robertson und Woodward.

Da die Molekülebene in unserer Projektion nicht parallel zur Projektionsebene ist, kann man genaue Zahlen für die

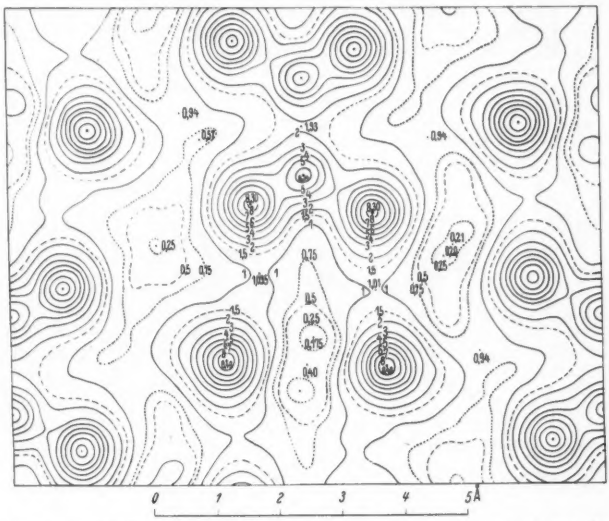
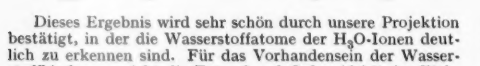


Fig. 1. Oxalsäuredihydrat, Elektronendichte projiziert nach der Richtung der zweizähligen Achse.

Atomentfernungen erst nach Kenntnis einer zweiten geeigneten Projektion geben. Benutzt man zu diesem Zweck vorläufig die von ROBERTSON und WOODWARD angegebene Projektion der Zone okl, so ergeben sich folgende Atomabstände:

Atomart	R. u. W.	Wir
C—C	1,43	1,53
C—OI	1,24	1,28
C—OII	1,30	1,17
OI —H_2O	2,52	2,51
	2,96	2,96
OII—H_2O	2,84	2,90
	2,87	2,90

Hieraus folgt zunächst, daß der C-C-Abstand fast normal ist, so daß der wesentliche Grund für die oben angegebene Resonanzstruktur entfällt. Außerdem finden wir, daß das dem einfach gebundenen Sauerstoffatom benachbarte Wasser die für Wasserstoffbindung typische Entfernung von 2,5 Å hat, während die Entfernung des Wassermoleküls vom doppelt gebundenen Sauerstoffatom normal ist. Somit ergibt sich in unserem Befund eine Resonanz zwischen den beiden Strukturen[3]:



Dieses Ergebnis wird sehr schön durch unsere Projektion bestätigt, in der die Wasserstoffatome der H_3O-Ionen deutlich zu erkennen sind. Für das Vorhandensein der Wasserstoffbindung spricht die Tatsache, daß der Abfall der Elektronendichte der beiden gebundenen Moleküle in Richtung dieser Bindung besonders flach verläuft (vgl. etwa den Verlauf der Höhenlinie 2 und 1,5). Daß der Sattelpunkt an Stelle der Wasserstoffbindung in der Projektion nicht merklich höher

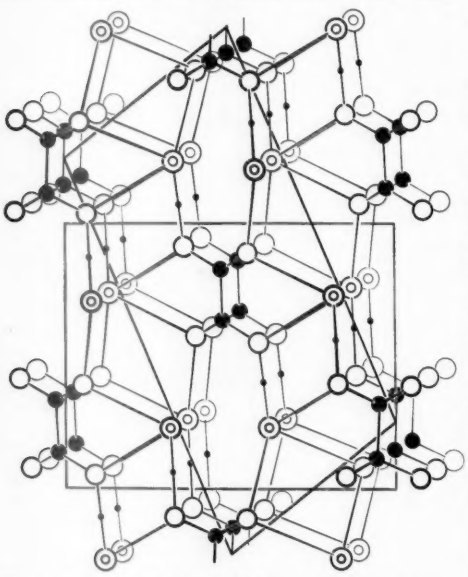


Fig. 2. Oxalsäuredihydrat, Projektion des Gitters nahezu parallel der zweizähligen Achse. Volle Kreise: C; leere Kreise: O und OH; doppelte Kreise: H_2O bzw. H_3O^+. Die H-Brücke ist durch einen kleinen Kreis in der Mitte markiert. Die kristallographische Zelle ist durch eine gestrichelte, das in Fig. 1 dargestellte Gebiet durch eine glatte Doppellinie angedeutet.

erscheint als an Stellen, wo keine Wasserstoffbindung vorhanden ist, erklärt sich leicht aus dem größeren Winkel, den diese anderen Richtungen mit der Projektionsebene bilden, während die Wasserstoffbindung nahezu parallel zur Projektionsebene verläuft.

Aus den Maxima in unserer Projektion finden wir folgende Parameter, die wir den von ROBERTSON und WOODWARD angegebenen gegenüberstellen:

Atomart	Wir		R. u. W.		
	x	z	x	y	z
C	−,0014	,1014	+,0070	,0333	,0946
OI	,1153	,1803	,1168	−,0569	,1788
OII	−,0903	,1634	−,0965	,2139	,1665
H_2O	−,1384	,4945	−,1365	−,3916	,4943

Die Genauigkeit der von ROBERTSON und WOODWARD angegebenen Parameter wird begrenzt durch die deutlich sichtbaren Abbruchseffekte, die unsrige durch den in die Rechnung hineingesteckten Temperaturfaktor. Besonders stark werden durch diese Fehler beeinflußt die Lagen der Atome C und OII, die bei ROBERTSON und WOODWARD auseinander, bei uns etwas zusammengeschoben erscheinen dürften. Eine kritische Betrachtung der Fehlerquellen läßt annehmen, daß ROBERTSON und WOODWARDS Fehler 2- bis 3mal so groß und von umgekehrtem Vorzeichen ist als der unsrige.

Wir haben bereits die Messungen für eine Projektion auf die Zone okl ausgeführt, um auch hier die Angaben von ROBERTSON und WOODWARD nachprüfen zu können. Nach Durchführung der Rechnung werden wir darüber berichten.

Ludwigshafen a. Rh., I.G. Farbenindustrie A.-G., Forschungslaboratorium Oppau, den 15. September 1939.

R. BRILL. C. HERMANN. CL. PETERS.

[1]) Z. Kristallographie **39**, 442 (1934).

[2]) J. M. ROBERTSON u. I. WOODWARD, J. chem. Soc. (Lond.) **1936**, 1817 (im folgenden zitiert als R. u. W.).

[3]) Die punktierten Linien kennzeichnen lediglich den Ort der Wasserstoffbindung.

[4]) Vgl. BRILL, GRIMM, HERMANN u. PETERS, Ann. Physik **34**, 393 (1939).

Ist die Muskelkontraktion ein atomdynamischer oder ein kinetisch-statistischer Vorgang?

Beim heutigen Stande unseres Wissens über das physikalische Verhalten des ruhenden und tätigen Muskels kann die Frage aufgeworfen werden, ob die Muskelkontraktion wirklich — wie dies alle früheren Theorien annahmen — auf der Wirkung interatomarer Anziehungskräfte beruht oder ob sie nicht vielmehr ihrem Mechanismus nach eine kinetische Erscheinung im Sinne der statistisch-kinetischen Theorie der kautschukartigen Elastizität [WÖHLISCH[1])] vorstellt. Die wesentlichsten Grundlagen einer derartigen kinetischen Deutung der Muskelkontraktion, die meines Erachtens mehr Wahrscheinlichkeit besitzt als die atomdynamischen Auffassungen, könnten folgende Befunde liefern:

1. Die thermoelastische Anomalie des Skeletmuskels: Die Elastizität des Muskels ist bereits im ungedehnten Zustande kinetischer Natur. Dies kann mit großer Wahrscheinlichkeit ausgesagt werden, seit WÖHLISCH und RENK[2]) nachweisen konnten, daß sich der Muskel schon ohne jede Vordehnung thermoelastisch-anomal verhält, also einen negativen linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (l. th. AK.) in der Faserrichtung, einen positiven l. th. AK. senkrecht zu dieser Richtung aufweist. Es kann daraus geschlossen werden, daß die Myosinstrukturen des Muskels (Fadenmoleküle) schon ohne Vordehnung weitgehend geordnet sind und die thermokinetische Tendenz zu weiterer Verkürzung (Übergang in den wahrscheinlicheren, ungeordneten Zustand) in sich tragen. Im ruhenden Muskel wird diese Verkürzungstendenz durch eine Gegenwirkung unwirksam gemacht.

2. Der Ebbecke-Effekt: Bei Einwirkung hoher allgemeiner Drucke gerät der Muskel in den Zustand der Kompressionsverkürzung [EBBECKE[3])]. Diese Druckwirkung wurde bisher stets als ein „Reiz", d. h. als eine zu einer Er-

regung führende Einwirkung aufgefaßt. Im Gegensatz hierzu wurde sie kürzlich [WÖHLISCH[4]] auf eine „Kompressibilitätsanomalie" des Skeletmuskels zurückgeführt, also als eine direkte elastische Formänderung des Muskels infolge der Druckeinwirkung gedeutet. Ein gleichartiges Verhalten zeigt nach EBBECKE[5]) auch gedehnter Kautschuk. Ich habe vermutet, daß die Kompressibilitätsanomalie eine Sondereigenschaft mit kinetischer Elastizität begabter Körper vorstellt.

3. Der Ernst-Effekt: ERNST[6]) hat nachgewiesen, daß der Muskel bei der Kontraktion eine Volumverringerung erfährt. Der ERNST-Effekt ist wahrscheinlich keine Folge der bei der Kontraktion entstehenden Muskelspannung, er steht vielmehr nach ERNST dem eigentlichen Erregungsvorgang näher als dem mechanischen Kontraktionsvorgang. Es scheint nichts dagegen zu sprechen, daß er kausal zwischen dem eigentlichen Erregungsvorgang und seiner mechanischen Folge, der Kontraktion des Muskels, steht.

Trifft die oben erwähnte Deutung des EBBECKE-Effektes das Richtige, so ist es sehr naheliegend, anzunehmen, daß der das Muskelvolum verkleinernde Binnendruck des ERNST-Effektes in seiner elastischen Auswirkung auf den Muskel einem allgemeinen äußeren Druck gleichwertig ist, also ebenso wie dieser zu einer „Kompressionsverkürzung" des Muskels führt. Mit anderen Worten: es ist denkbar, daß die Muskelkontraktion ihrem Mechanismus nach nichts anderes vorstellt, als einen durch den Binnendruck des ERNST-Effektes hervorgerufenen EBBECKE-Effekt, wobei letzterer nicht als eine Reizwirkung, sondern als eine rein elastische Reaktionsweise des anomal kompressiblen Muskels aufzufassen ist. Die Volumenergie des ERNST-Effektes würde nach dieser Arbeitshypothese die primäre mechanische Äußerung der freien Energie des Muskels vorstellen.

Wenn sich der ruhende Muskel trotz der thermokinetisch bedingten Verkürzungstendenz seiner Myosinstrukturen nicht weiter verkürzt, so muß der Verkürzungstendenz durch eine Gegenkraft das Gleichgewicht gehalten werden. Diese Gegenkraft könnte in einem eine Volumvermehrung des Muskels anstrebenden Innendruck — einem intermolekularen Abstoßungsdruck — zu suchen sein. Wird dieser Abstoßungsdruck durch einen Gegendruck überwunden — bei der Muskelerregung durch den volumverkleinernden Binnendruck des ERNST-Effektes, beim EBBECKE-Effekt durch einen äußeren Überdruck —, so ist das Gleichgewicht des Muskels gestört, und seine Strukturen können ihrer kinetischen Tendenz zur Desorientierung unter Verkürzung und Verdickung des Muskels Folge leisten. Stellt nach dieser Hypothese der ERNST-Effekt den eigentlichen Antrieb des Muskels — einen äußerst kurzhubigen chemodynamischen „Implosionsmotor" — vor, so hätten die für die Kompressibilitätsanomalie verantwortlichen Strukturen die Aufgabe eines elastischen Übersetzungsgetriebes mit sehr hohem Übersetzungsverhältnis, das bei gegebener Arbeit (Kraft × Weg) des Motors den für die Muskelfunktion erforderlichen Gewinn von Weg (Hubhöhe) auf Kosten der Kraft erzielt. In einer demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden ausführlicheren Arbeit soll auf das Problem des Kontraktionsmechanismus näher eingegangen werden. Wenn nach HARTREE und HILL[7]) bei der Einzelzuckung die Initialwärme genau um den in Arbeit umgesetzten Betrag vermindert ist, die Zusammenziehung des kontraktilen Materials dabei also offenbar wie die der kautschukartig-elastischen Körper endotherm verläuft, so spricht dies jedenfalls für die kinetische Natur des Kontraktionsmechanismus des Skeletmuskels.

Würzburg, Physiologisches Institut der Universität, den 22. September 1939. EDGAR WÖHLISCH.

[1]) E. WÖHLISCH, Verh. physik.-med. Ges. Würzburg, N. F. **51**, 53 (1926) — Erg. Physiol. **34**, 406 (1932).
[2]) E. WÖHLISCH u. F. RENK, Naturwiss. **27**, 370 (1939).
[3]) U. EBBECKE, Pflügers Arch. **157**, 79 (1914).
[4]) E. WÖHLISCH, Naturwiss. **27**, 646 (1939).
[5]) U. EBBECKE, The Sechenow J. of Physiol. of the USSR. **21**, Nr 5—6.
[6]) E. ERNST, Pflügers Arch. **209**, 613 (1925); **239**, 692 (1938).
[7]) W. HARTREE u. A. V. HILL, Proc. roy. Soc. B. **104**, 1 (1928).

Besprechungen.

VILBIG, FRITZ, **Lehrbuch der Hochfrequenztechnik.** 2. Auflage. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1939. XXVIII, 1019 Seiten u. 1359 Abbild. Preis brosch. RM 33.—, geb. RM 35.80. Dazu Schrifttumsverzeichnis, 172 Seiten. Preis brosch. RM 7.—, geb. RM 8.—. 15 cm × 23 cm.

Die Hochfrequenztechnik hat ihr allgemeines Ziel, die drahtlose Überbrückung aller auf der Erde vorkommenden Entfernungen mit ausreichender Güte, längst erreicht. Aber ihre Entwicklung ist damit nicht abgeschlossen, sie wird im Gegenteil durch verstärkten Einsatz von Arbeitskräften in den Laboratorien des Staates und der Industrie unvermindert schnell vorangetrieben. Die weitere Steigerung der Sicherheit und Güte bei verringertem Aufwand und vereinfachter Bedienung erfordern vertieftes Studium der Einzelteile und zunehmende Spezialisierung der Geräte. Hierüber lagen Aufsätze in Zeitschriften und Bücher über Einzelgebiete vor, während die das ganze Gebiet behandelnden Bücher längere Zeit veraltet waren. In dem Lehrbuch der Hochfrequenztechnik hat F. VILBIG versucht, einen Überblick über die moderne Hochfrequenztechnik zu geben. Die jetzt 3 Jahre nach Erscheinen des Buches notwendige zweite Auflage beweist, daß der Versuch ausgezeichnet gelungen ist.

VILBIG geht von den Schaltelementen, die in der modernen Hochfrequenztechnik benutzt werden, ihren physikalischen Eigenschaften und ihrer technischen Gestaltung, aus. Dann gibt er aus eigenen Erfahrungen bei seiner Tätigkeit in der Forschungsanstalt der Reichspost eine geschlossene Darstellung der Vorgänge, die bei der Ausbreitung drahtloser Wellen beobachtet werden, und des heutigen Standes ihrer Theorien. Der Naturwissenschaftler wird sich für diesen Abschnitt, der die Physik der höheren Atmosphäre mit praktischen Nutzanwendungen behandelt, am meisten interessieren. Es folgen dann die Grundlagen der Geräte, wie der Antennen, der Sender, der Modulatoren und der Empfänger. Die nächsten Abschnitte beschreiben die modernen drahtlosen Übertragungssysteme der Telegraphie, der Telephonie, des Bildfunks und des Fernsehens. Den Schluß bildet, gewissermaßen als Anhang, ein Abschnitt über physikalische und physiologische Akustik.

Besonders glücklich ist VILBIG die Verteilung des Raumes eines einzigen, wenn auch gewichtigen Bandes auf Physik, Theorie und technische Ausführungsform in allen Abschnitten gelungen. Dabei verliert er sich nie in Einzelheiten, wenn man auch, was kein Schaden ist, des Verfassers eigene Arbeitsgebiete an einer breiteren und liebevolleren Behandlung erkennt: Fragen der Wellenausbreitung und des Gleichwellenrundfunks. Das Buch setzt die physikalische, mathematische und elektrotechnische Vorbildung höherer Hochschulsemester voraus, es wendet sich also an die Studenten der letzten Semester, die in ihm ein vorzügliches Lehrbuch finden, und an den Hochfrequenztechniker der Praxis, dem es nicht nur als Lehrbuch für Gebiete, auf denen er nicht Spezialist ist, sondern auch als Handbuch dienen kann.

Die Darstellung ist durchweg klar und anschaulich, die Ausstattung durch den Verlag vorzüglich.

Ein Verzeichnis des Schrifttums ist in einem besonderen Ergänzungsband zusammengestellt, es umfaßt alle wichtigen Arbeiten, die für die moderne Hochfrequenztechnik von Bedeutung sind, bis zur Gegenwart.

R. FELDTKELLER, Stuttgart.

DALCQ, ALBERT M., Form and causality in early development. Cambridge: University Press 1938. VII, 197 S. und 64 Abbild. 14 cm × 22 cm. Preis geb. 12/6 sh.

Eines der Hauptziele, das sich die experimentelle Erforschung der Wirbeltierentwicklung in den letzten 20 Jahren gesteckt hatte, war die Aufklärung der Vorgänge, die bei den Amphibien während der Gastrulation zur Ausbildung der typischen Wirbeltiergrundgestalt mit ihren Achsenorganen führen. Man erkannte erst in jüngster Zeit, daß die Induktions- und Gestaltungsvorgänge während der Gastrulationsperiode auch bei anderen Gruppen der Wirbeltiere in ähnlicher Weise verlaufen wie bei den Amphibien. Dies legte die Frage nahe, ob die Ähnlichkeiten in der Entwicklung des Grundbauplans auf einer grundsätzlichen Übereinstimmung in der Organisation des Eies beruhen. Es ist das Verdienst DALCQs, diese Frage im vorliegenden Buch klar zu entwickeln und eine auf zahlreiche Tatsachen begründete und wohl durchdachte Theorie von der allgemeinen Eiorganisation der Wirbeltiere aufzustellen.

Der Verf. skizziert zunächst kurz die Organogenese, dann schildert er an Hand der neueren Vitalfärbungsmethoden die Bedeutung der Gestaltungsvorgänge in der Embryonalentwicklung der Chordaten. Von besonderem Interesse ist das Kapitel über die präsumptiven Organbezirke während und kurz nach der Furchung. Hier wird in bisher nicht erreichter Vollständigkeit eine Reihe verschiedener Chordatentypen eingehend verglichen (Ascidien, Petromyzon, Selachier, Teleostier, Amphibien, Reptilien und Vögel). Wesentliche Übereinstimmungen mit dem Amphibientypus treten deutlich hervor, und wichtige Abweichungen der einzelnen Typen, besonders der Sauropsiden, werden knapp charakterisiert. Nach einer kurzen Erörterung des Induktionsgeschehens wird das Problem der regionalen Organisation des Vertebratenkeimes zu Gastrulationsbeginn aufgerollt. Bei allen bisher untersuchten Typen findet sich stets ein primäres, die Entwicklung führendes Induktionszentrum, dessen Umfang bei den einzelnen Gruppen stark verschieden sein kann; ferner existieren Hinweise auf ein lockeres Anlagemuster (dazu gehört z. B. die von DALCQ genauer untersuchte Anlage der Vorniere). Es ist also bereits vor dem Beginn der Gastrulation ein Muster mit Bereichen verschiedener morphogenetischer Aktivität vorhanden. Dieses Muster ist bis heute von den meisten Forschern als gegeben hingenommen worden. DALCQ entwickelt nun im Hauptkapitel seines Buches die von ihm und PASTEELS aufgestellte Hypothese über die Entstehung dieses Musters. Er stützt sich vor allem auf Befunde, die kürzlich in dieser Ztschr. (1938, 705–708) referiert wurden. Für das Wirbeltierei wird erstens ein *Dottergradient*, gegeben durch den abgestuften Dottergehalt des gesamten Cytoplasmas, und zweitens ein *Rindenfeld*, das in einem bestimmten Areal der Eirinde liegt und das sein Intensitätszentrum im Bereich des grauen Halbmondes hat, als *primäre Grundlage der Eiorganisation* angenommen. Diese beiden primären Faktoren, von denen jeder ein von einem Zentrum aus abklingendes Intensitätsfeld bildet, treten miteinander in Reaktion und lassen durch ihr Zusammenwirken das eigentliche morphogenetische Muster (Induktionszentrum, Muster der Gestaltungsbewegungen) entstehen: die morphogenetischen Potentiale. Dabei wird angenommen, daß ein quantitativ verschiedenes Reaktionsprodukt von Dotter- und Rindenfaktor ein qualitativ verschiedenes Potential (Somiten oder Chorda) erzeuge.

Die Stärke der Hypothese von DALCQ und PASTEELS scheint dem Referenten darin zu liegen, 1. daß sie die Rolle des präsumptiven Entoderms als hauptsächlichen Trägers des Dotterfaktors auf Grund einleuchtender Tatsachen heraushebt, 2. daß sie eine sehr wahrscheinliche gegenseitige Beeinflussung von präsumptivem Entoderm und Chordamesoderm auf frühen Stadien postuliert, 3. daß sie eine relativ einfache Ausgangsstruktur des Wirbeltierkeims, aufgebaut aus wenigen Reaktionssystemen feldartiger Struktur, annimmt. Die Schwächen der Hypothese scheinen vor allem in folgendem zu liegen: 1. gibt es heute noch keine Angaben darüber, daß die Reaktionen zwischen Rinden- und Dottersystem wirklich schon auf dem Eistadium ablaufen und nicht erst viel später auf dem Stadium der Blastula und Gastrula, 2. kann sich die Annahme einer *einfachen chemischen Reaktion* auf keinerlei Beobachtungstatsachen stützen, 3. scheint es wenig wahrscheinlich, daß gerade der Dottergehalt den entscheidenden chemischen Faktor des einen Systems ausmacht, 4. dürfte die Vorstellung, daß *verschiedene Quantitäten* eines und desselben Reaktionsproduktes *qualitativ verschiedene morphogenetische Felder* hervorrufen, allzuleicht als eigentliche „Erklärung" für die erstaunliche Tatsache hingenommen werden, daß aus der Reaktion relativ homogener embryonaler Systeme ein Muster von spezifischen Anlagen entsteht. So darf die rein entwicklungsmechanische Seite der referierten Hypothese als *wohlbegründeter und fruchtbringender Gedanke* bewertet werden, welcher der experimentellen Forschung *neue wertvolle Fragestellungen* vermittelt. Dagegen sollte die chemisch-quantitative Seite vorderhand wenigstens mit Zurückhaltung aufgenommen werden, da die Biochemie embryonaler Systeme heute noch sehr in den Anfängen steckt und keine ausreichenden Grundlagen für die Hypothesenbildung liefern kann.

In den weiteren Kapiteln seines Buches wendet DALCQ seine Anschauungen auf die Deutung von Befunden bei Ascidien und Echinodermen an. Ein anregend geschriebener Überblick über die allgemeinen Grundzüge der Eiorganisation beschließt das Buch. DALCQs Buch sollte von jedem, der sich mit experimenteller Embryologie beschäftigt, gelesen werden. Es vermittelt die Kenntnis vieler neuartiger Ergebnisse und macht den Leser in umfassender Weise mit den Problemen der Eiorganisation besonders bei den Wirbeltieren bekannt.

F. E. LEHMANN, Bern.

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: FRITZ SÜFFERT, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig.

Handbuch der Bodenlehre

Herausgegeben von

Dr. E. Blanck

o. ö. Professor und Direktor des Agrikulturchemischen und Bodenkundlichen Instituts der Universität Göttingen

Soeben erschien: **Erster Ergänzungsband**

bearbeitet von

Dr. **F. Alten**-Berlin, Professor Dr. **E. Blanck**-Göttingen, Dr. **B. Kurmies**-Berlin, Professor Dr. **K. Maiwald**-Hohenheim, Dr. **R. Melville**-Göttingen, Professor Dr. **A. Rippel**-Göttingen, Dr. **P. Schachtschabel**-Jena, Professor Dr. **F. Scheffer**-Jena

Mit 84 Abbildungen. VII, 621 Seiten. 1939. RM 84.—; gebunden RM 87.—

Der Ergänzungsband bringt eine zusammenfassende Darstellung der in den Jahren nach dem Erscheinen des Handbuches der Bodenlehre auf dem Gesamtgebiet der reinen Bodenkunde zur Veröffentlichung gelangten wissenschaftlichen Untersuchungen und Arbeiten. Er verfolgt damit das Ziel, den gegenwärtigen Stand der wissenschaftlichen Forschung auf diesem Gebiete zur Wiedergabe zu bringen, um auf diese Weise den Inhalt des Handbuches den neuzeitlichen Erkenntnissen anzupassen und auf voller wissenschaftlicher Höhe zu erhalten. Jedoch erwies es sich als zweckdienlich, nicht abermals sämtliche im Handbuch behandelten Gebiete, wie insbesondere die mehr als Grundfächer oder Schwesterdisziplinen in Frage kommenden und z. T. auch die rein praktischen Verhältnissen Rechnung tragenden Gebietsteile zu vervollständigen, sondern es wurde das Hauptgewicht auf die Neugestaltung der die moderne Bodenlehre betreffenden Kapitel gelegt, die am deutlichsten den großen Fortschritt in der Erkenntnis vom Wesen des Bodens als einer selbständig wissenschaftlichen Disziplin zur Wiedergabe bringen, um damit den augenblicklichen Entwicklungszustand unserer Wissenschaft am schärfsten vor Augen zu führen.

Inhaltsübersicht:

Erster Teil: **Allgemeine Bodenlehre. Verwitterungslehre und Beschaffenheit der durch die Verwitterung entstandenen Mineralstoffbestandteile des Bodens.** Von Professor Dr. E. Blanck, Göttingen.

Die Lehre von der Entstehung und Verteilung der Böden an der Erdoberfläche. Von Professor Dr. E. Blanck, Göttingen. Allgemeiner Teil: Regionale und zonale Bodenlehre. Spezieller Teil: Die Verteilung der Böden an der Erdoberfläche und ihre Ausbildung (regionale oder geographische Bodenlehre): Verwitterung in der Vorzeit und fossile Verwitterungsrinden.

Zweiter Teil: **Spezielle Bodenlehre** (Die Beschaffenheit des Bodens). **1. Physikalische Beschaffenheit des Bodens.** Das Verhalten des Wassers im Boden. Von Dr. F. Alten und Dr. B. Kurmies, Berlin. Das statische Verhalten des Bodenwassers. Das dynamische Verhalten des Bodenwassers. — Das Verhalten des Bodens gegen Luft, Wärme, Elektrizität und Radioaktivität. Von Dr. R. Melville, Göttingen.

2. Chemische Beschaffenheit des Bodens. (Chemische und chemisch-physikalische Vorgänge im Boden). Von Professor Dr. F. Scheffer und Dr. P. Schachtschabel, Jena. Die Minerale der Bodenfraktionen zwischen 2 und 0,002 mm Teilchengröße als Urheber der chemisch-physikalischen Vorgänge. Der Basenaustausch: Spezielle Untersuchungen über die Sorption an Böden und Mineralen. Die organischen Bodenkolloide. Untersuchungen am Bodenkomplex. Die Bestimmung der pflanzenverfügbaren Nährstoffe Kalium und Phosphorsäure.

3. Beschaffenheit des organischen Bodenanteils. Von Professor Dr. K. Maiwald, Hohenheim bei Stuttgart. Die Entwicklung des Humusproblems im letzten Jahrzehnt. Untersuchungsmethoden. Der Humifizierungsvorgang im Kreislauf der organischen Bodenstoffe. Neue Ergebnisse über die stoffliche Beschaffenheit des humifizierten Anteiles. Untersuchungen über örtlich bedingte Humusformen. Abhängigkeit der Bodenfruchtbarkeit vom organischen Bodenanteil.

4. Mikrobiologie des Bodens. Von Professor Dr. A. Rippel, Göttingen. Methodik der mikrobiologischen Bodenuntersuchung.

Namenverzeichnis. — Sachverzeichnis.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Handbuch der Physik

Herausgegeben von

H. Geiger und **Karl Scheel**

In 24 Bänden vollständig. — Jeder Band (auch Bandteil) ist einzeln käuflich.

Allgemeines und Grundlagen der Physik. Redigiert von **H. Thirring** und **K. Scheel.**

Band I: **Geschichte der Physik. Vorlesungstechnik.** Mit 162 Abbildungen. VIII, 404 Seiten. 1926. RM 28.35; gebunden RM 30.24

Band II: **Elementare Einheiten und ihre Messung.** Mit 297 Abbildungen. VIII, 522 Seiten. 1926. RM 35.64; gebunden RM 37.80

Band III: **Mathematische Hilfsmittel in der Physik.** Mit 138 Abbildungen. XIV, 647 Seiten. 1928. RM 51.30; gebunden RM 53.55

Band IV: **Allgemeine Grundlagen der Physik.** Mit 98 Abbildungen und einer Tafel. XI, 667 Seiten. 1929. RM 54.—; gebunden RM 56.52

Mechanik. Redigiert von **R. Grammel.**

Band V: **Grundlagen der Mechanik. Mechanik der Punkte und starren Körper.** Mit 256 Abbildungen. XIV, 623 Seiten. 1927. RM 46.44; gebunden RM 48.60

Band VI: **Mechanik der elastischen Körper.** Mit 290 Abbildungen. XII, 632 Seiten. 1928. RM 50.40; gebunden RM 52.74

Band VII: **Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper.** Mit 290 Abbildungen. XI, 413 Seiten. 1927. Gebunden RM 32.94

Akustik. Redigiert von **F. Trendelenburg.**

Band VIII: **Akustik.** Mit 252 Abbildungen. X, 712 Seiten. 1927. RM 52.65; gebunden RM 54.81

Wärme. Redigiert von **F. Henning.**

Band IX: **Theorien der Wärme.** Mit 61 Abbildungen. VIII, 616 Seiten. 1926. RM 41.85; gebunden RM 44.28

Band X: **Thermische Eigenschaften der Stoffe.** Mit 207 Abbildungen. VIII, 486 Seiten. 1926. RM 31.86; gebunden RM 33.75

Band XI: **Anwendung der Thermodynamik.** Mit 198 Abbildungen. VIII, 454 Seiten. 1926. RM 31.05; gebunden RM 33.48

Elektrizität und Magnetismus. Redigiert von **W. Westphal.**

Band XII: **Theorien der Elektrizität. Elektrostatik.** Mit 112 Abbildungen. VII, 564 Seiten. 1927. RM 41.85; gebunden RM 44.10

Band XIII: **Elektrizitätsbewegung in festen und flüssigen Körpern.** Mit 222 Abbildungen. VII, 672 Seiten. 1928. RM 49.95; gebunden RM 52.20

Band XIV: **Elektrizitätsbewegung in Gasen.** Mit 189 Abbildungen. VII, 444 Seiten. 1927. RM 32.40; gebunden RM 34.29

Band XV: **Magnetismus. Elektromagnetisches Feld.** Mit 291 Abbildungen. VII, 532 Seiten. 1927. RM 39.15; gebunden RM 41.04

Band XVI: **Apparate und Meßmethoden für Elektrizität und Magnetismus.** Mit 623 Abbildungen. IX, 801 Seiten. 1927. RM 59.40; gebunden RM 61.56

Band XVII: **Elektrotechnik.** Mit 360 Abbildungen. VII, 392 Seiten. 1926. RM 28.35; gebunden RM 30.24

Optik aller Wellenlängen. Redigiert von **H. Konen.**

Band XVIII: **Geometrische Optik. Optische Konstante. Optische Instrumente.** Mit 688 Abbildungen. XX, 865 Seiten. 1927. RM 64.80; gebunden RM 66.96

Band XIX: **Herstellung und Messung des Lichts.** Mit 501 Abbildungen. XVIII, 995 Seiten. 1928. RM 77.40; gebunden RM 79.74

Band XX: **Licht als Wellenbewegung.** Mit 225 Abbildungen. XV, 967 Seiten. 1928. RM 77.40; gebunden RM 80.10

Band XXI: **Licht und Materie.** Mit 386 Abbildungen. XIII, 968 Seiten. 1929. RM 83.70; geb. RM 86.40

Atomphysik. Redigiert von **H. Geiger** und **A. Smekal.** In zweiter Auflage.

Band XXII:

Erster Teil: **Elektronen. Atome. Ionen.** Mit 163 Abbildungen. VII, 492 Seiten. 1933. RM 42.—; gebunden RM 44.70

Zweiter Teil: **Negative und positive Strahlen.** Mit 345 Abbildungen. V, 364 Seiten. 1933. RM 32.—; gebunden RM 34.70

Band XXIII:

Erster Teil: **Quantenhafte Ausstrahlung.** Mit 209 Abbildungen. V, 373 Seiten. 1933. RM 32.—; gebunden RM 34.70

Zweiter Teil: **Röntgenstrahlung** ausschließlich Röntgenoptik. Mit 405 Abbildungen. IX, 541 Seiten. 1933. RM 54.—; gebunden RM 56.70

Band XXIV.

Erster Teil: **Quantentheorie.** Mit 141 Abbildungen. IX, 853 Seiten. 1933. RM 76.—; geb. RM 79.—

Zweiter Teil: **Aufbau der zusammenhängenden Materie.** Mit 271 Abbildungen. XIV, 1203 Seiten. 1933. RM 126.—; gebunden RM 129.—

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder angezeigten Bücher sind durch alle Buchhandlungen zu beziehen.

Hierzu drei Beilagen vom Verlag Julius Springer in Berlin.

Für den Textteil verantwortlich: Fritz Süffert in Berlin W 9; für den Anzeigenteil: Albert Meyer in Berlin-Steglitz, Kühlebornweg 5.
Pl. 4. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig. — Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Printed in Germany.